

Berechnung des diabaten Betriebsverhaltens der Axial- und Radial- gleitlager eines Abgasturboladers

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von

M. Sc. Christopher Zeh
aus Waldshut

genehmigt von der Fakultät für Mathematik/Informatik und Maschinenbau
der Technischen Universität Clausthal

Tag der mündlichen Prüfung

26.06.2020

Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. Alfred Weber

Betreuer: Prof. Dr.-Ing. Hubert Schwarze

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Gunther Brenner

Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Tribologie und Energiewandlungsmaschinen an der TU Clausthal.

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Schwarze gebührt daher an erster Stelle mein Dank für die interessante Aufgabenstellung, den großen Freiraum bei der Bearbeitung und das mir entgegengebrachte Vertrauen während meiner Zeit am Institut. Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Brenner danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Des Weiteren danke ich Herrn Prof. Dr. rer. nat. Alfred Weber für den Vorsitz der Prüfungskommission und die damit verbundenen Mühen.

Mein Dank gilt außerdem der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV) für die Finanzierung des Projekts „Thermisch beeinflusste ATL-Lagerreibung“, dessen wesentliche Erkenntnisse in die Arbeit eingeflossen sind. Dem Obmann des Projektes Uwe Tomm danke ich herzlich für die wertvollen Anregungen im Rahmen zahlreicher Diskussionen. Besonderer Dank gilt auch meinem Projektpartner Ole Willers vom Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik in Hannover für die gute Zusammenarbeit und die umfangreichen Messdaten, auf die in der vorliegenden Arbeit zurückgegriffen werden.

Fachlich wurde diese Arbeit in besonderem Maße von Dr.-Ing. habil. Thomas Hagemann unterstützt. Dir lieber Thomas gilt mein herzlichster Dank für die vielen konstruktiven Gespräche und Hinweise, sowie dein Interesse an meiner Arbeit.

Meinem Freund und ehemaligen Kollegen Dr.-Ing. Maximilian Prölß danke ich für die vielen unvergesslichen Bürostunden und –momente und wünsche ihm alles Gute für seine Zukunft.

Dem Sekretariat, im Besonderen Ewa Maria Thomas, möchte ich außerdem meinen herzlichen Dank aussprechen, für die reibungslose Organisation im Hintergrund. Ich danke außerdem meiner Schwester Constanze und meiner Freundin Bianca für die liebe und auch oft tatkräftige Unterstützung, sowie den Rückhalt bei diesem schwierigen Unterfangen.

Ganz besonders möchte ich mich an dieser Stelle noch bei meinen Eltern Albert und Kornelia bedanken, die durch ihre persönliche und finanzielle Unterstützung während meiner Ausbildung diese Promotion erst ermöglicht haben.

Abstract

Im Zusammenspiel mit dem Verbrennungsmotor beeinflusst die Gleitlagerung im Turbolader entscheidend Effizienz und Leistung des gesamten Motorprozesses. Die Lagerkennwerte sind dabei von den Betriebsparametern des Turboladers abhängig und die Kenntnis der thermischen Randbedingungen, insbesondere der Rotor- und Gehäusetemperatur, wesentliche Voraussetzung in der Modellierung des diabaten Verhaltens der Gleitlager.

Um thermische Wechselwirkung gleitgelagerter Radial- und Axiallagerstellen im Abgasturbolader mit der Systemumgebung unter realen Betriebsbedingungen zu untersuchen wurden bestehende Gleitlagerlagerberechnungsmodule auf Basis der Reynoldsgleichung umfangreich erweitert und bidirektional mit einem numerischen Modell eines Turboladers gekoppelt. Die Auflösung der Prozesswärmeströme im Abgasturbolader ermöglichte dabei die Auflösung der bisher unbekannten thermischen Randbedingungen an den Lagerstellen. Die Validierung des numerischen Gesamtmodells erfolgte durch experimentelle Untersuchungen eines instrumentierten Abgasturboladers auf einem Heißgasprüfstand. Für die untersuchten Betriebspunkte konnte eine gute Übereinstimmung gemessener und berechneter Gehäuse- und Lagertemperaturen, sowie Schwimmbuchsendrehzahlen und Verlustleistungen nachgewiesen werden. Die an den Lagerstellen übertragene Wärme weist sowohl eine Drehzahl-, als auch eine Lastabhängigkeit auf, wobei die Richtung der Wärmeströme lokal variiert. Dabei führen die Lagerstellen bei niedrigen Drehzahlen und geringen Lagerlasten Wärme ab und tragen somit zur Kühlung des Abgasturboladers bei. Die thermische Berücksichtigung der Lagerstellen induziert des Weiteren vor allem im Rotor durch Zu- und Abfuhr von Wärme einen komplexen Wärmestrompfad, was im Vergleich mit einer adiabaten Rotorbetrachtung zu erheblichen Temperaturunterschieden führt.

Die Untersuchungen bestätigen die Notwendigkeit eines bidirektionalen Ansatzes bei der Wärmestromanalyse von Gleitlagern zur Bestimmung der Lagerkennwerte im Turbolader.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	V
Symbolverzeichnis	VII
1. Einleitung	1
1.1 Problemstellung	1
1.2 Stand der Forschung.....	3
1.3 Zielsetzung und Lösungsweg.....	12
2. Grundlagen der Axialgleitlagermodellierung	14
2.1 Funktionsweise eines Axialgleitlagers.....	14
2.2 Navier Stokes Gleichungen.....	15
2.3 Rand- und Anfangsbedingungen, Zustandsgleichungen.....	18
2.4 Numerische Modellierung	18
2.5 Axialgleitlagermodellierung	23
3. Axialgleitlageruntersuchung am Abgasturbolader.....	43
3.1 Modellbildung	44
3.2 Sensitivitätsanalysen des Fluidmodells.....	46
3.3 Modellierung der strömungsmechanischen Phänomene	51
3.4 Verifizierung des erweiterten Berechnungsmodells	58
3.5 Validierung der Berechnungsmodelle	66
3.6 Sensitivitätsanalysen des erweiterten Axialgleitlagermodells.....	76

4.	Grundlagen der Radialgleitlagermodellierung	80
4.1	Funktionsweise eines Radialgleitlagers	80
4.2	Geometrische Lagermodellierung	81
4.3	Hydraulische Lagermodellierung.....	82
4.4	Geometrische Beschreibung der Spalthöhenfunktion	87
4.5	Thermische Lagermodellierung.....	88
4.6	Erweiterte Reynolds- und Energiegleichung	91
4.7	Lagerspieländerung durch thermische Einflüsse.....	91
4.8	Programmablauf.....	92
4.9	Monolithische Modellbildung von Schwimmbuchsenlagern	95
5.	Radialgleitlageruntersuchung am Abgasturbolader	102
5.1	Verifizierung des monolithischen Modellansatzes.....	102
5.2	Validierung des Radialgleitlagerberechnungsmodells.....	107
6.	Bidirektionale Kopplung der Lagerstellen.....	115
6.1	Modellierung der bidirektionalen Kopplung	116
6.2	Validierung des Turboladermodells.....	119
6.3	Randbedingungen der bidirektionalen Lagerkopplung	121
6.4	Validierung der bidirektionalen Lagerkopplung	121
6.5	Wechselwirkung zwischen Lagerstellen und Systemumgebung	127
6.6	Vergleich von diabater und adiabater Lagerbetrachtung.....	131
7.	Zusammenfassung	134
8.	Literaturverzeichnis.....	138

Symbolverzeichnis

Allgemein

$\bar{F}_0, \dots, \bar{F}_3$	Dimensionslose Viskositätskorrekturterme
h_{min}	Minimale Schmierpalthöhe
$[A]$	Koeffizientenmatrix eines linearen Gleichungssystems
F_0, \dots, F_3	Viskositätskorrekturterme
IP_i	Integrationspunkte
J_{ij}	Jacobimatrix
N_i	Ansatzfunktion
N_{node}	Knotensumme für Element
P_V	Verlustleistung
S_0	Konstantenvektor
S_k	Oberflächenintegral
\dot{V}	Volumenstrom
a_i	Haupt- und Nebendiagonaleinträge
$[b]$	Rechte Seite eines linearen Gleichungssystems
c_p	Spez. Wärmekapazität bei konstantem Druck
f_i	Äußere Kräfte
\dot{m}	Fluidmassenstrom
n_j	Kartesische Normalkomponente der Oberfläche
\dot{q}	Wärmestrom
\bar{r}	Dimensionslose radiale Koordinate
\bar{t}	Dimensionslose Zeit
u_i	Kartesische Geschwindigkeitskomponente
x_i	Kartesische Koordinaten
h	Spalthöhenfunktion
F	Last, Spaltfüllungsgrad
$F(\zeta), G(\zeta), H(\zeta)$	Ansatzfunktionen zur Lösung der rotierenden Scheibe
H	Dimensionslose Spalthöhe

K	Binäre Variablen zur Modellierung der Kavitation
M	Drehmoment
P	Druckähnliche Variable
Pe	Pecletzahl
Pr	Prandtlzahl
Re	Reynoldszahl
T	Temperatur
U	Umfangsgeschwindigkeit
V	Volumenintegral
a	Temperaturleitzahl
n	Drehzahl
p	Druck
r	Radiale Koordinate
t	Zeit
u, v, w	Geschwindigkeit in kartesischen Koordinaten

Axiallager

$\bar{u}_r, \bar{u}_\varphi, \bar{u}_y$	Dimensionslose Geschwindigkeitskomponente in Zylinderkoordinaten
$h_{DSa,DSi}$	Dichtsteghöhe
h_{profil}	Segmentprofilierung
h_k	Keilflächenhöhe
h_{tot}	Axiales Summenspiel
$D_{SBA,SBi}$	Dichtstegbreite
K_r, K_φ	Turbulenzkorrekturfaktoren
K_t	Erwärmungskennzahl
\bar{b}	Dimensionslose radiale Ringbreite
b_{seg}	Höhe des Segmentes
b_{ss}	Höhe der Spurscheibe
d_m	Mittlerer Durchmesser
r_a	Außenradius des Segmentes

r_i	Innenradius des Segmentes
r_m	Mittlerer Radius
u_r, u_φ, u_y	Zylindrische Geschwindigkeitskomponente
\bar{y}	Dimensionslose axiale Komponente
\tilde{y}	Dimensionslose axiale Komponente auf Parallelspekt abgebildet
φ_{sa}	Umfangskoordinate Segmentanfang
φ_{se}	Umfangskoordinate Segmentende
φ_{ta}	Segmentumschließungswinkel
b	radiale Ringbreite $r_a - r_i$
y	Axiale Koordinate

Radiallager

K_x, K_y	Turbulenzkorrekturfaktoren (Radial)
$R_{G,k}$	Krümmungsradius
R_a	Gehäuse Bohrungsradius
R_i	Innenradius Schwimmbuchse
b_i, b_a	Axiale Ausdehnung des inneren/äußeren Schmierfilms
r_a	Außenradius Schwimmbuchse
r_i	Wellenradius
\bar{y}	Dimensionslose Spalthöhenkoordinate
s	Lagerspiel
σ	Schmiernutwinkel
b	Lagerbreite
e	Exzentrizität der Welle/Buchse
y	Spalthöhenkoordinate
z	Axiale Koordinate
γ	Verlagerungswinkel
ζ	Winkellager des Druckmaximums
χ	Erstreckungswinkel
ψ	Rel. Lagerspiel

Griechische Buchstaben

$\bar{\mu}$	Dimensionslose Viskosität
$\tilde{\Phi}$	Dimensionslose Dissipationsfunktion
α_{th}	Längenausdehnungskoeffizient
δ_{ij}	Kronecker-Delta
$\bar{\lambda}$	Dimensionsloser Wärmeleitkoeffizient
λ_{eff}	Effektive Wärmeleitfähigkeit
λ_t	Turbulente Scheinkonduktivität
τ_{ij}	Viskoser Spannungstensor
τ_k	Winkellage Krümmungsmittelpunkt
$\psi_{G,k}$	Relatives Krümmungsspiel
μ	Dynamische Viskosität
Φ	Dissipation
Π	Dimensionsloser Druck
Δ	Diskretisierungslänge/Differenz
ΔR	Radiales Lagerspiel
Ω	Segmentumschließungswinkel
α	Wärmeleitfähigkeit
β	Wärmeausdehnungskoeffizient/Advektionsparameter
ε	relative Exzentrizität
ζ	Dimensionslose axiale Komponente der rotierenden Scheibe
λ	Wärmeleitkoeffizient
ρ	Dichte
φ	Umfangskoordinate
ω	Winkelgeschwindigkeit
$\partial\Omega$	Diskretisierungsrand
ϑ	Dimensionslose Temperatur
ϕ	Beliebige Größe eines Oberflächenintegrals

Indizes

0	Bezugszustand
a	Außen
b	Unten
B,S	(Schwimm-)buchse
e	Östlich
G	Gehäuse
i	Innen
i,j	Inkrement
Kb	Koppelbohrung
konv	Konvektiv
m	Mittlere
min	Minimal
n	Nördlich
r	Radial
s	Südlich
S, Seg	Segment
Scheibe	Rotierende Scheibe
Ss	Spurscheibe
t	Oben
T	Tasche
up	Stromaufwärts
w	westlich
W	Welle
zu	Zuführung
φ	Azimutal

Abkürzungen

ATL	Abgasturbolader
BP	Betriebspunkt

CDS	Zentrale Differenzen Schema
CFD	Computational Fluid Dynamics
CHT	Conjugate Heat Transfer
FDM	Finite-Differenzen-Methode
FEM	Finite-Elemente-Methode
FVM	Finite-Volumen-Methode
K	Keifflächen
LU	Gaußsches Eliminationsverfahren
N	Schmiernuten
PISO	Pressure-Implicit with Splitting Operators
R	Rastflächen
SIMPLE	Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations
UDS	Upwind Differenzen-Schema

1. Einleitung

1.1 Problemstellung

Die Turboaufladung ist heute eine Schlüsseltechnologie in der Entwicklung effizienter Verbrennungsmotoren. Dabei wird ein Teil der Abgasenergie des Motors zum Betrieb einer Turbine verwendet, die durch eine Welle mit einem Verdichter verbunden ist, der dem Motor die Verbrennungsluft in verdichteter Form zuführt. Die Ziele der Turboaufladung sind die Steigerung der Nutzleistung durch höheren Mitteldruck, verbessertes dynamisches Verhalten, geringerer spezifischer Kraftstoffverbrauch und die Erfüllung der gesetzlichen Emissionsgrenzwerte. In Kombination mit Downsizing und Downspeeding hat sich die Turboaufladung inzwischen in den meisten modernen Benzin- und Dieselmotoren für Nutz- und Personenkraftwagen etabliert. Die Entwicklung und Produktion effizienter Turbolader und deren Einzelkomponenten hat damit eine erhebliche ökonomische und ökologische Relevanz erreicht.

Zur Führung des Rotors werden in der Automobilindustrie üblicherweise hydrodynamische Gleitlager verwendet, die aufgrund ihrer kostengünstigen Gestaltung, ihrer Robustheit und ihres vorteilhaften akustischen Verhaltens wohl auch in naher Zukunft die vorherrschende Lagerbauart bleiben werden. In Abbildung 1-1 sind das Lagersystem eines PKW-Abgasturboladers und die umgebenden Bauteile als Schnittbild dargestellt.

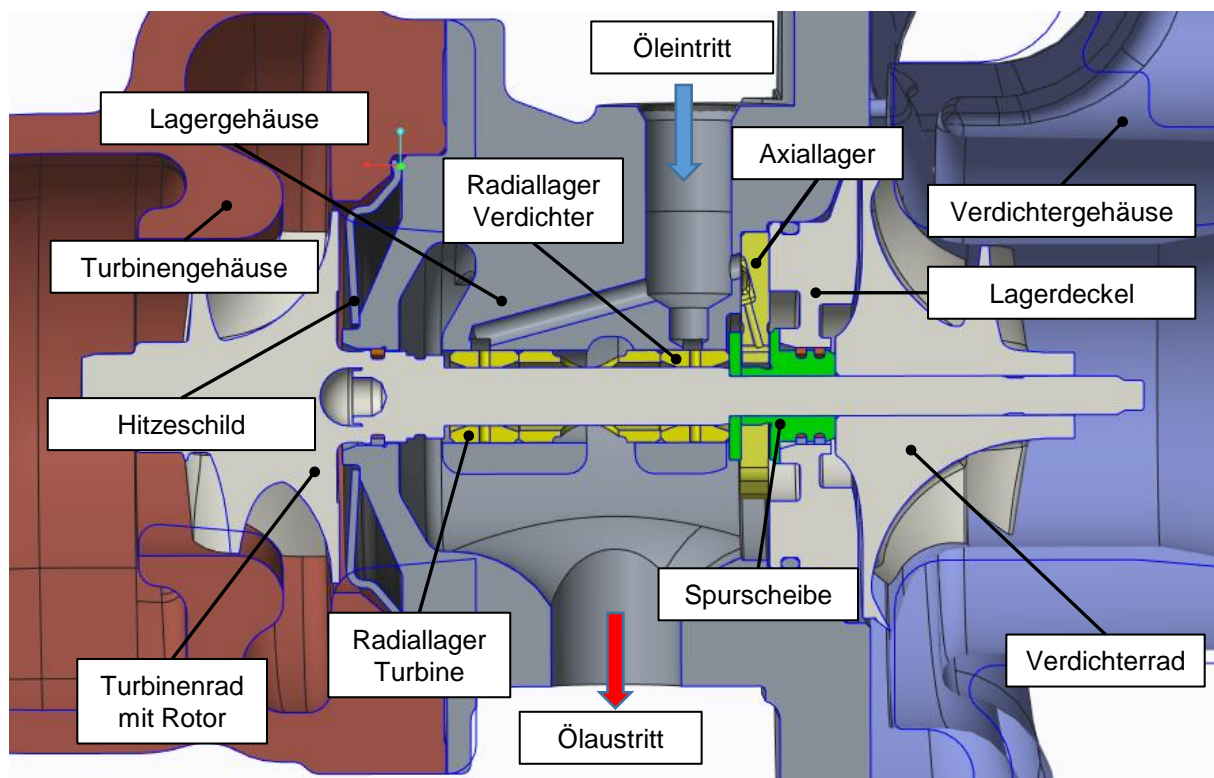


Abbildung 1-1: Schnittdarstellung eines PKW-Abgasturboladers

Um die Funktionsfähigkeit von Turbine und Verdichter zu gewährleisten, ist eine Kombination aus Axial- und Radiallager notwendig, die im Lagergehäuse eingebettet sind. Während das Axiallager die Impuls- und Druckkräfte des Fluids aufnehmen muss, die durch die Gaskräfte an Verdichter und Turbine entstehen, besteht die Aufgabe der Radiallager im Wesentlichen darin, den stabilen und betriebssicheren Lauf des Rotors in verschiedenen Drehzahl- und Lastbereichen zu gewährleisten. Da die Kräfte des Fluids in unterschiedliche axiale Richtung wirken können, muss die Bauform des Axiallagers eine Aufnahme von Kräften in beide Raumrichtungen ermöglichen. Das Lagersystem wird hierbei über die Ölzufuhr aus dem Motorölkreislauf mit Schmierstoff gespeist.

Im Zusammenspiel mit dem Verbrennungsmotor beeinflusst die Gleitlagerung im Turbolader entscheidend die Effizienz und Leistung des gesamten Motorprozesses. Die Lagerkennwerte sind dabei wesentlich von den Betriebsparametern des Turboladers wie Drehzahl und Last abhängig. Gleichzeitig ist die Kenntnis der thermischen Randbedingungen, insbesondere der Rotor- und Gehäusetemperatur, eine wesentliche Voraussetzung in der Modellierung des diabaten Verhaltens der Gleitlager. Diese werden maßgeblich durch den Wärmestrom von der heißen Turbine durch die Welle und das Lagergehäuse beeinflusst. Die Analyse der Prozesswärmeströme im Turbolader ist jedoch aufgrund der vielfältigen Energieflusspfade und der konjugierten Wärmeübertragung äußerst komplex. Bemühungen, die Lagerreibung zu minimieren, erfordern daher unter anderem eine detaillierte Kenntnis der Prozesswärmeströme innerhalb des Lagersystems. Die Quantifizierung dieser Verluste spielt neben den Bestrebungen zur Lageroptimierung auch eine wesentliche Rolle in der Bestimmung des Turbinen- und Verdichterwirkungsgrades. Im Rahmen dieser Arbeit soll daher die thermische Wechselwirkung gleitgelagerter Radial- und Axiallagerstellen im Abgasturbolader (ATL) mit der Systemumgebung unter realen Betriebsbedingungen analysiert werden. Hierzu erfolgt eine numerische Kopplung erweiterter Radial- und Axiallagerberechnungsprogramme mit einem Turboladermodell. Das numerische Gesamtmodell berücksichtigt damit den thermischen Einfluss der Gleitlager und ermöglicht des Weiteren eine Untersuchung und Quantifizierung der Temperaturen und Prozesswärmeströme in Rotor und Gehäuse.

1.2 Stand der Forschung

Strömungsmodellierung und -berechnung im Gleitlager

Die Navier-Stokes-Gleichungen, bestehend aus Kontinuitäts-, Impuls-, und Energiegleichung, stellen die Basis für die Berechnung der Strömung newtonscher Fluide im Axial- und Radialgleitlager dar [1]. Diese bilden dabei ein System aus nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen, dessen analytische Lösung nur für einfache Spezialfälle existieren. Daher kommen zur Berechnung der Navier-Stokes Gleichungen verschiedene numerische Verfahren wie die Finite-Elemente-, Finite-Differenzen- und Finite-Volumen-Methoden zum Einsatz. Für spezielle Aufgabenstellungen werden auch sogenannte Spektralmethoden und weitere Techniken wie z. B. die Lattice-Boltzmann-Methode verwendet. Diese numerischen Verfahren zur Diskretisierung der Strömungsgleichungen erfordern üblicherweise eine hohe Auflösung des betrachteten Gebietes und gehen daher mit einem entsprechend hohen Berechnungsaufwand einher. Aufgrund der hoch aufgelösten Diskretisierung liefern die Ergebnisse dieser Simulationen jedoch einen hohen Detaillierungsgrad bei der Bestimmung der Lösungsvariablen des Strömungsfeldes und stellen daher eine effiziente Methode zur Untersuchung unbekannter Strömungsphänomene dar. Sie sind jedoch aufgrund des Aufwandes bei der Modellierung und Berechnung kein adäquates Mittel zur zeiteffizienten Bestimmung der Kennwerte von Gleitlagern.

Die Grundgleichung für die effiziente Berechnung des Betriebsverhaltens hydrodynamisch geschmierter Axial- und Radialgleitlager bildet die aus den Navier-Stokes-Gleichungen abgeleitete Reynoldsgleichung [2],[3]. Dabei unterscheidet sich die Reynoldsgleichung des Axiallagers vom Radiallager wesentlich durch Abbildung der Fliehkräfte als Quellterm [4],[5]. Als Lösung der Reynoldsgleichung ergibt sich die Druckverteilung im Schmierpalt, entsprechend der vorgegebenen Druckrandbedingungen. Die Tragkraft von Axial- und Radialgleitlagern wird dabei wesentlich von der druck- und temperaturabhängigen Viskosität bestimmt. Während die Druckabhängigkeit der Viskosität jedoch erst mit steigenden mechanischen Lagerlasten relevant wird und daher bei hochtourigen Anwendungen mit üblicherweise kleinen Lagerlasten vernachlässigt werden kann [6], zeigen zahlreiche Untersuchungen, dass bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten eine signifikante Wärmeentwicklung durch Dissipation im Lager auftritt [7]-[9], die die Viskosität wesentlich beeinflusst. Zur realitätsnahen Abbildung der Strömung im Schmierpalt muss daher der Einfluss der Temperatur auf das Betriebsverhalten berücksichtigt werden. Diese Eigenschaft erfordert parallel zur Lösung der

Reynoldsgleichung die Lösung der dreidimensionalen Energiegleichung zur Bestimmung der Temperaturverteilung im Schmierpalt [3],[10]. Zur genaueren Erfassung des Einflusses der Temperaturverteilung in den Lagerkomponenten werden thermohydrodynamische Lagermodelle üblicherweise durch die Wärmeleitungsgleichungen für das Segment und die Welle bzw. die Spurscheibe erweitert. Über die Annahme eines stetigen Wärmeflusses an den Übergängen wird die Kontinuität des Temperaturfeldes gewährleistet.

Die Lösung der Energiegleichung setzt des Weiteren Kenntnisse über die dreidimensionalen Geschwindigkeitsverteilungen des Schmiermittels voraus. Mit Hilfe der Reynoldsgleichung können die Geschwindigkeitsverteilungen im Schmierpalt berechnet, jedoch keine Aussage zum Geschwindigkeitsprofil in der Zuführung geliefert werden. Die Strömung im Taschenbereich von Gleitlagern wird dabei von Trägheitskräften dominiert, die stark mit den viskosen Kräften gekoppelt sind [11], sodass eine detaillierte Abbildung der Taschenströmung nur über die vollständige Lösung der nichtlinearen dreidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen erfolgen kann. Da der erforderliche Aufwand für Berechnungsprogramme auf Grundlage der Reynoldsgleichung die Recheneffizienz unterminiert, werden die hydraulischen und thermischen Vorgänge in den Schmierstofftaschen üblicherweise mit thermischen Taschenmischungsmodellen vereinfacht abgebildet. Dabei existieren in der Literatur üblicherweise zwei unterschiedliche Ansätze. Ein erster vereinfachter Ansatz modelliert die Temperaturreandbedingungen an den Rändern der Zuführung mit Hilfe empirisch ermittelter Korrekturfaktoren [12]. Ein zweiter Ansatz zur Abbildung der Mischungsvorgänge ist die Modellierung eines Geschwindigkeitsprofils in der Zuführung im wellennahen Bereich [3],[13]. Da somit die Geschwindigkeitsverteilungen für den Schmierpalt und die Zuführung vorliegen, kann die Energiegleichung für beide Bereiche simultan gelöst werden, so dass keine Temperaturreandbedingungen an den Übergängen zum Spalt vorgegeben werden müssen. Die effektive Zuführtemperatur kann über eine iterative Energiebilanz für den konduktiven Wärmeaustausch des Taschenbereichs mit der Lagerschale und dem Schmierpalt berechnet werden. Damit kann mit diesem Modell auf die Verwendung von Korrekturfaktoren verzichtet werden, da die Energiegleichung auch in der Ölzuführung gelöst und somit die Energiebilanz global erfüllt wird.

Im Betrieb schnell laufender Gleitlagerungen kann zudem häufig der Einfluss der Turbulenz nicht vernachlässigt werden. Durch hohe Umfangsgeschwindigkeiten treten

hohe Reynoldszahlen im Schmierspalt auf und der Strömungscharakter kann von laminar zu turbulent umschlagen [14]-[16]. Dieser Umschlag äußert sich durch einen verbesserten Wärmetransport und eine Zunahme des Strömungswiderstandes, wobei Verlustleistungen steigen und Spitzentemperaturen sinken. Die Modellierung des transienten und ortsabhängigen Phänomens der Turbulenz ist Gegenstand aktueller Forschung. Für die Gleitlagerberechnung auf Grundlage der Reynoldsgleichung sind mehrere Turbulenzmodelle entwickelt worden, die über den Ansatz von Boussinesq [17] den erhöhten Wärme- und Impulstransport mit Hilfe einer Wirbelviskosität abbilden.

Ein weiteres wesentliches Phänomen, das bei der Berechnung von Radial- und Axialgleitlagern in realen Systemen berücksichtigt werden muss, ist die häufig im divergierenden Spaltbereich auftretende Kavitation. Aufgrund einer lokalen Druckabsenkung im Schmierspalt können gasförmige Phasen aus dem Schmierstoff ausgeschieden und Umgebungsluft angesaugt werden. Dabei weichen die Dichte und Viskosität des entstehenden Zwei-Phasen-Gemisches deutlich von denen des reinen Öls ab. Die Untersuchung der Kavitation in Gleitlagern war bereits Thema mehrerer Forschungsarbeiten [18]-[22]. Eine mathematische Modellierung dieses physikalischen Phänomens stammt von Elrod [23], numerische Umsetzungen sind beispielsweise in [3] und [24] zu finden. Die Berechnung der Kavitation kann ebenfalls mit Hilfe des Zweiphasenmodells [25]-[27] erfolgen, dem eine druckabhängige Löslichkeitsgleichung von Luft im Schmierstoff zugrunde liegt.

Radialgleitlageruntersuchungen am Abgasturbolader

Schnell laufende Rotoren kleinerer Baugröße, wie sie im Turbolader zum Einsatz kommen, werden häufig mit Schwimmbuchsenlagerung ausgeführt. Durch die Ausführung mit zwei gekoppelten Schmierfilmen kann die starke Wärmeentwicklung, aufgrund der reduzierten Geschwindigkeitsgradienten in den Schmierfilmen, verringert werden. Im Betrieb zeigt der Einsatz von Schwimmbuchsenlagern zudem ein gutes Dämpfungsverhalten, das dazu beitragen kann, rotodynamische Instabilitäten zu verringern [28]. Wesentlichen Einfluss auf die Betriebskennwerte von Schwimmbuchsenlagerungen hat die Buchsendrehzahl, die sich aufgrund des Reibmomentengleichgewichtes des inneren und äußeren Schmierfilms einstellt. Die sich einstellende Buchsendrehzahl ist dabei wesentlich von der Viskosität und den Geometrieverhältnissen der Lagerung abhängig. Erste Untersuchungen zu Schwimmbuchsenlagerungen mit isothermer Betrachtung des Schmiermittels und daraus folgender konstanter Viskosität berechneten

analytisch ein konstantes Rotor- zu Buchsendrehzahlverhältnis [29]-[34]. Kettleborough et al. [35] wiesen jedoch bereits 1955 auf eine signifikante Abweichung zwischen Experiment und Berechnung mit einem isothermen Berechnungsmodell hin. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Lagerkennwerte hochtouriger Schwimmbuchsenlagerungen stark von thermischen Effekten beeinflusst werden. Trippett et al. [36]-[37] wiesen des Weiteren nach, dass das Buchsen- zu Rotordrehzahlverhältnis (Ring Speed Ratio - RSR) mit steigenden Rotordrehzahlen stark abnimmt und entwickelten ein einfaches thermisches Modell, mit dem die Messungen gut nachgebildet werden konnten. Es wurde darauf hingewiesen, dass die durch die Dissipation induzierte Temperaturzunahme des Schmiermittels innerhalb des Schmierspaltes nicht nur die Viskosität verändert, sondern auch zu einer wesentlichen Änderung der Lagerspaltverhältnisse durch thermische Ausdehnung der Komponenten führt. Clarke et al. [38] entwickelten in der Folge ein erweitertes thermisches Modell für die Anwendung von Schwimmbuchsenlagern unter hoher statischer Last, das von San Andres et al. [39] zur Berechnung von dynamischen Lasten in einem nichtlinearen Rotordynamikberechnungsprogramm Anwendung fand. Der Vergleich berechneter Lagerbuchsendrehzahlen mit Messungen an einem Kaltgasprüfstand zeigte annehmbare Übereinstimmung, wobei das Rotor- zu Buchsendrehzahlverhältnis bei hohen ATL-Drehzahlen zunehmend von der Messung abweicht. San Andres et al. erweiterten das von ihnen in [39] entwickelte Modell für Schwimm- und Starrbuchsenlagerungen in [40]. Dabei wurde ein thermohydrodynamisches Modell für Schwimmbuchsenlagerungen vorgestellt, dass die Temperatur- und Druckverteilung in den Lagerschmierfilmen zweidimensional berechnet und eine variable Lagerbuchsentemperatur, sowie thermische Lagerspieländerungen berücksichtigt. Das Berechnungsprogramm wurde in der Folge zur Analyse der vielfältigen Wärmestrompfade der Radiallagerung verwendet. Ein Vergleich der Berechnungsergebnisse mit experimentellen Daten erfolgte nicht. In [41] wurde ein stationäres Berechnungsmodell mit iterativer hydraulischer, mechanischer und thermischer Kopplung der Schmierfilme vorgestellt, das neben Kavitation, Turbulenz und der vollständigen Lösung der dreidimensionalen Energiegleichung in Spalt und Tasche auch die Auswirkung thermischer Bauteilausdehnung berücksichtigt. Um die numerische Stabilität des Gesamtrechensystems bei iterativer Kopplung der Schmierfilme zu gewährleisten, war eine Vielzahl von Relaxationsparametern erforderlich, die erheblichen Einfluss auf die Recheneffizienz der Simulation hatten. Das implementierte Mo-

dell zeigte sehr gute Übereinstimmung berechneter und gemessener Lagerbuchsen-drehzahlen für eine reale ATL-Radiallagerung, die auf einem Heißgas-Prüfstand experimentell untersucht wurde. Mit Hilfe von Sensitivitätsanalysen konnten die wesentlichen Einflussgrößen auf die Lagerkennwerte identifiziert werden. Dabei zeigte sich, dass die genaue Kenntnis der thermischen Modellrandbedingungen für Rotor und Gehäuse entscheidend für die präzise Vorausberechnung der Lagerkennwerte ist.

Axialgleitlageruntersuchungen am Abgasturbolader

Zur Aufnahme der Axialkräfte und Positionierung des Rotors werden in Turboladern häufig hydrodynamische Axialgleitlager eingesetzt, die gegenüber Wälzlagern geräuscharmer, kostengünstiger und nahezu verschleißfrei sind. Die Axialkräfte entstehen dabei im Wesentlichen durch die Summe der Gaskräfte, die an Verdichter und Turbine angreifen. Da die Gaskräfte sowohl in positive als auch negative axiale Richtung wirken können, werden Axiallager aus dem Automobilbereich häufig doppelwirkend ausgeführt. Das Axiallager ist dabei fest im Lagergehäuse montiert und von zwei auf dem Rotor fixierten Spurscheiben umgeben. Dabei bildet sich je nach Lastzustand ein hydrodynamischer Tragfilm zwischen Spurscheibe und Lager auf der jeweils belasteten Axiallagerseite aus. Trotz der Verfügbarkeit von Berechnungsmodellen und -programmen auf Grundlage der Reynoldsgleichung finden sich in der Literatur nur wenige relevante Untersuchungen zur thermohydrodynamischen Analyse von Axialgleitlagern in Turboladern. In [42] wird ein transientes thermohydrodynamisches Axiallagermodell auf Grundlage der Reynoldsgleichung mit dem Phan-Tien-Tanner (PTT) Modell zur Berücksichtigung komplexer rheologischer Ölcharakteristika und der Trägheitseffekte vorgestellt und mit experimentellen Daten eines Axiallagerprüfstandes verglichen. Dabei ließ sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung gemessener und berechneter Axialkräfte und Spaltweiten feststellen. Die gemessene Verlustleistung des Lagers konnte jedoch weder quantitativ noch qualitativ reproduziert werden. Im FVV – Vorhaben „Systemspezifische Turboladerschmierfilmdissipation“ [43] wurde ein Simulationsmodell zur Berechnung der Lagerkennwerte doppelwirkender Axialgleitlager mit vollständiger mechanischer, hydraulischer und thermischer Kopplung auf Grundlage der Reynoldsgleichung entwickelt.

Der Vergleich mit experimentellen Daten eines an einem Heißgasprüfstand betriebenen Abgasturboladers wies eine gute Übereinstimmung zwischen gemessener und berechneter Lagerträgertemperaturen auf. Allerdings stellte sich heraus, dass die mak-

roskopischen Strömungsvorgänge im Ölverteilraum der Axiallagerung von entscheidender Bedeutung für die Ermittlung der Lagerverlustleistung sind und daher hinsichtlich der Randbedingungen des Lagermodells weiterer Forschungsbedarf besteht. Weitere Untersuchungen über Axialgleitlager im Turbolader setzen sich mit Design Optimierungen bestehender Konstruktionen mit Hilfe von CFD Studien auseinander [44],[45] oder mit der effizienten Lösung der gekoppelten Reynolds- und Energiegleichung [46].

Untersuchung des Lagergesamtsystems am Abgasturbolader

Zur Quantifizierung des Einflusses der Lagerstellen auf das Gesamtsystem ist eine Analyse des gesamten Lagersystems, bestehend aus Radial- und Axialgleitlagerung, notwendig. Weiterhin dienen diese Untersuchungen zur Erweiterung des Systemverständnisses, Kalibrierung und Validierung entwickelter Berechnungsmodelle und Optimierung bestehender Konstruktionen. Aufgrund des hohen experimentellen Aufwandes eines Heißgasprüfstandes zur Abbildung der realen Betriebsbedingungen des Abgasturboladers werden gekoppelte Lageruntersuchungen häufig an mit Kaltgas beaufschlagten oder elektrisch angetriebenen Abgasturboladern durchgeführt.

Um die Auswirkungen der Lagerverlustleistung auf den mechanischen Wirkungsgrad und die Aufteilung der Verlustleistung auf Radial- und Axiallager im niedrigen Drehzahlbereich zu untersuchen, wurde die Reibleistung eines elektrisch angetriebenen Turboladers von Deligant et al. in [47] mit Hilfe einer Drehmomentmesswelle gemessen. Neben der Reibleistung wurde auch die Aufteilung des Ölvolumenstroms auf Radial- und Axiallager und der Einfluss der Lagerbelastung und des Zufuhrdrucks auf die Verlustleistung identifiziert. Dabei stellte sich heraus, dass das Axiallager im untersuchten Drehzahlbereich zwischen 60 und 70 % zur Reibleistung beitrug, wobei der Anteil mit steigender Drehzahl und steigendem Zufuhrdruck weiter zunahm. Eine Erhöhung der axialen Lagerbelastung zeigte des Weiteren wenig Einfluss auf die Reibleistung des untersuchten Axiallagers, außerdem konnte eine lineare Zunahme des Öldurchsatzes durch die Lagerstellen mit steigender Rotordrehzahl im untersuchten Drehzahlbereich festgestellt werden. Die Untersuchung zur Aufteilung des Schmierstoffmassenstroms auf die Radial- und Axiallagerstellen wies darauf hin, dass mit etwa 60 % Anteil am Gesamtvolumenstrom ein Großteil des Öls über das Axiallager abfloss und dieser Anteil mit zunehmender Drehzahl ansteigt.

In anderen Untersuchungen werden sowohl experimentelle als auch numerische Ergebnisse zur Bestimmung des Einflusses der Lagerverlustleistung der Einzellagerstellen auf das Gesamtsystem herangezogen. So erfolgte in [48] die experimentelle Untersuchung der Verlustleistung eines elektrisch angetriebenen Turboladers mit Starr- und Schwimmbuchsenlagerung und ein Vergleich mit numerischen Daten einer Motorprozesssimulation. Die Schwimmbuchsenlagerung wurde dabei mit Hilfe der Reynoldsgleichung, ohne Berücksichtigung der Energiegleichung, berechnet. Der Einfluss des Axiallagers wurde mit Hilfe einer Regressionsgleichung abgebildet. Es konnte eine Zunahme der Verlustleistung mit steigender Drehzahl und sinkender Ölzuführtemperatur beobachtet werden. Der Beitrag des Axiallagers zur Verlustleistung ist mit 50 bis 60 % signifikant. Der Vergleich gemessener und berechneter Schwimmbuchsendrehzahlen wich vor allem bei höheren Rotordrehzahlen erheblich voneinander ab, was auf die Vernachlässigung der Energiegleichung in den Schmierspalt zurückgeführt wird. Hoepke et al. [49] analysierten ebenfalls die Verlustleistung des Lagergesamtsystems eines elektrisch angetriebenen Abgasturboladers, wobei der Fokus der Untersuchung auf das Axiallager gerichtet war. Der Beitrag des Axiallagers zur Gesamtverlustleistung betrug im lastfreien Fall 38%. Die Gesamtverlustleistung stieg des Weiteren bei Aufprägung einer Axiallast von 40N um 22%.

Einfluss der Prozesswärmeströme auf die Betriebskennwerte von Abgasturboladern

Die Prozesswärmeströme innerhalb des Abgasturboladers haben einen wesentlichen Einfluss auf die realen Wirkungsgrade von Turbine und Verdichter, weswegen deren Quantifizierung in einer diabaten Analyse eine entscheidende Größe in der Motorprozesssimulation darstellt [50]. Generell gilt, dass der Leistungswirkungsgrad des Verdichters mit steigender zugeführter Wärmemenge aufgrund des erhöhten Leistungsbedarfs sinkt. Gleichzeitig nimmt der Leistungswirkungsgrad der Turbine durch erhöhte Wärmeabfuhr ab, weswegen eine adiabate Betrachtung zu einer erheblichen Abweichung gegenüber den realen Prozessen führen kann. Zur Abbildung des diabaten Verhaltens und der Prozesswärmeströme im ATL existieren mehrere in der Literatur veröffentlichte Berechnungswerkzeuge, die dabei helfen das Betriebsverhalten des ATL zu bestimmen. Anhand des Vergleichs von Heiß- und Kaltgasversuchen wurde in [51] ein analytisches Wärmestrommodell hergeleitet. Hagelstein et al. [52] modellierten den Einfluss der Wärmeströme ebenfalls analytisch mit Hilfe eines Leistungswirkungsgrades. Empirische Modelle stammen von Casey et. al [53] oder in erweiterter Form von Sirakov et al. [54]. Die Autoren zeigten, dass das Verhalten des Abgasturboladers

wesentlich von den Wärmeströmen und der Rotordrehzahl abhängt. In [55] wurde ein 1D Wärmestrommodell auf der Grundlage des Lumped Element Modells entwickelt und mit experimentellen Daten validiert. Der Wirkungsgrad des Verdichters zeigte dabei Abweichungen zwischen 17 und 30 % beim Vergleich von diabaten und adiabaten Bedingungen. Der Einfluss der Dissipation an den Radial- und Axiallagerstellen wurde in diesem Modell vernachlässigt. Eine Zusammenfassung verschiedener Wärmetransportmodelle ist in [56] zu finden. Experimentelle Untersuchungen über den Einfluss des Wärmestroms auf den Verdichterwirkungsgrad wurden in [57] für unterschiedliche Zuführdrücke, Massenströme und Rotordrehzahlen durchgeführt. Mit Hilfe der Thermographie wurde der Wärmetransport von Turbine zu Verdichter evaluiert und anhand dieser Daten der Verdichterwirkungsgrad korrigiert. Die Auswertung des Wärmetransportes mit Hilfe der Thermographie deutete dabei auf einen signifikanten Einfluss der Wärmeströme auf den Verdichterwirkungsgrad vor allem bei niedrigen Rotordrehzahlen hin. In [58] erfolgten Messungen an mehreren heiß und kalt betriebenen Abgasturboladern. Die Messdaten zeigten insbesondere einen starken Einfluss des Wärmestroms auf den Wirkungsgrad von Turbine und Verdichter, vor allem bei niedrigen Rotordrehzahlen, wobei Wirkungsgradabweichungen von bis zu 20 % bei diabater Analyse identifiziert wurden. In [59] bestimmten Baines et al. die Leistungsbilanz mehrerer Abgasturbolader und stellten ein 1-dimensionales Wärmetransfermodell vor, um den Wärmestrom vom Fluid zur Umgebung und den Wärmestrom innerhalb des ATL vorherzusagen. Dabei wurden die Lagerstellen mit Hilfe von Korrelationen aus Strouhal- und Reynoldszahl, die am kalt betriebenen Abgasturbolader ermittelt wurden, abgebildet. Das entwickelte Modell zeigte gute Übereinstimmungen beim Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen.

Zusammenfassung

Die Auswertung des aktuellen Forschungsstandes zeigt, dass die theoretischen Berechnungsgrundlagen für Axial- und Radialgleitlagerlager in hohtourigen Rotor-Gleitlagersystemen verfügbar sind und eine Implementierung dieser Berechnungsgrundlagen bereits in mehreren praxisgerechten Simulationsprogrammen erfolgt ist. In verschiedenen unabhängigen Arbeiten wird dabei auf die besondere Relevanz der thermischen Einflüsse auf die Lagerkennwerte von Abgasturboladern hingewiesen. Üblicherweise stellt die Dissipation im Schmierfilm die wesentliche Wärmequelle in Gleitlageranwendungen dar, sodass der Wärmeeintrag der Systemumgebung im Allgemei-

nen vernachlässigt werden kann. Dies trifft jedoch nicht auf Gleitlagerungen im Abgasturbolader zu. Durch die heißen Abgase an der Turbine und das Ansaugen von Umgebungsluft am Verdichter entstehen komplexe und vielfältige Wärmeströme innerhalb des Abgasturboladers, die die Lagerstellen erheblich beeinflussen. Untersuchungen an Schwimmbuchsenlagern zeigen des Weiteren, dass neben den üblichen Wärmeübergangsrandbedingungen zur Umgebung, insbesondere die thermischen Randbedingungen, wie die Betriebspunktabhängigen Wellen- und Gehäusetemperaturen, wesentlich für die korrekte Vorhersage der Lagerkennwerte sind. Gleichzeitig deuten Analysen an Axiallagern im Turbolader darauf hin, dass neben thermischen auch unbekannten hydraulischen Prozessen die Betriebskennwerte entscheidend mitbestimmen. Da durch eine Einzelbetrachtung der Lagerstellen der Einfluss umgebender Bauteile nicht abgebildet wird, sind belastbare Aussagen zum Betriebsverhalten nur bei genauer Kenntnis der Randbedingungen möglich, die im Allgemeinen jedoch nur unter erheblichem experimentellem Aufwand bestimmbar sind. Veröffentlichte Untersuchungen zum quantitativen Einfluss einzelner Lagerstellen bei Analyse des Lagergesamtsystems wurden meist an kalt oder elektrisch angetriebenen Turboladern durchgeführt, wobei in diesen Fällen die realen Betriebsbedingungen nicht reproduziert werden. Untersuchungen unter realen Betriebsbedingungen erfolgten hingegen unter Vernachlässigung oder stark vereinfachter Berechnung der Lagerstellen, da der Fokus dieser Arbeiten meist auf der Berechnung des diabaten Wirkungsgrades von Turbine und Verdichter lag.

Neben den Unsicherheiten bei der Modellbildung der Einzellagerstellen, finden sich in der Literatur bis zum heutigen Zeitpunkt keine Veröffentlichungen, in denen der Einfluss der Lagerstellen auf die Prozesswärmeströme eines unter realen Bedingungen betriebenen Abgasturboladers untersucht oder quantifiziert wird, weswegen in diesem Bereich weiterer Forschungsbedarf besteht.

1.3 Zielsetzung und Lösungsweg

Das wesentliche Ziel dieser Arbeit ist die Analyse der thermischen Wechselwirkung gleitgelagerter Radial- und Axiallagerstellen im Abgasturbolader mit der Systemumgebung unter realen Betriebsbedingungen. Die diabaten Untersuchungen sollen zu einem verbesserten thermischen Systemverständnis von Lagerstellen im Abgasturbolader beitragen und deren Einfluss auf die Prozesswärmeströme innerhalb des Abgasturboladers quantifizieren. Eine vollständige Berücksichtigung der Systemumgebung ermöglicht dabei die entscheidenden Randbedingungen der Lagermodule direkt zu ermitteln, die die Kennwerte der Gleitlagerung wesentlich beeinflussen und sonst nur mit erheblichem experimentellem Aufwand bestimmbar sind. Um die Lagerstellen in ein numerisches Turbolader-Gesamtmodell einzubinden, bedarf es zunächst einer Weiterentwicklung existierender Axial- und Radiallagermodule, unter Berücksichtigung der in Kapitel 1.2 ermittelten Defizite bisheriger Modellierung hochtouriger Axial- und Radialgleitlager.

In einem ersten Schritt wird daher der Detaillierungsgrad des im Rahmen mehrerer Forschungsvorhaben [60],[61] entwickelten Axialgleitlagerberechnungsprogramms COMBROS A erhöht, wobei umfangreiche CFD Sensitivitätsanalysen an einem realen doppelwirkenden Axiallager im ATL zur Verifikation dienen. Dabei sollen vor allem die bisher unbekannten Strömungsphänomene im Ölverteilteraum des Axiallagers untersucht werden, die die Volumenstromteilung auf die beiden Lagerseiten bestimmen. Die detaillierte Auflösung der Strömung mittels CFD ermöglicht dabei, die stattfindenden Prozesse zu abstrahieren, zu modellieren und anschließend in das Gleitlagerberechnungsprogramm zu implementieren. Es erfolgt eine Verifikation der entwickelten Algorithmen durch den Vergleich mit den CFD Sensitivitätsanalysen. Nachfolgend wird eine detaillierte Einzellageranalyse des doppelwirkenden Axiallagers mit Hilfe experimenteller Daten durchgeführt, um das weiterentwickelte Berechnungsprogramm zu validieren, wesentliche Einflussgrößen zu identifizieren und die Eignung des Berechnungsprogramm für den Einsatz im Abgasturbolader nachzuweisen.

In einem parallelen Arbeitsschritt wird die Modellierungstiefe des Radiallagermoduls FLOBUCOM [43] erhöht. Hierzu werden die iterativen Berechnungsverfahren des Radiallagerberechnungsprogramms größtenteils durch monolithische ausgetauscht. Dabei wird die bisher getrennte hydraulische und thermische Berechnung der beiden Schmierfilme durch eine direkte Problemformulierung ersetzt. Auf diese Weise kann eine deutlich verbesserte numerische Stabilität bei gleichzeitig verringerter Rechenzeit

erreicht werden. Anschließend werden die neu implementierten Modelle umfangreich verifiziert und es erfolgt eine Einzellageranalyse der Radiallager mit Hilfe experimenteller Daten, um das erweiterte Berechnungsprogramm zu validieren.

Zur thermischen Analyse der Gleitlager werden die entwickelten Lagermodule bidirektional in ein existierendes numerisches Modell eines Turboladers eingebunden. Das Turboladermodell beinhaltet dabei die wesentlichen Festkörperbauteile, sowie die Strömungsräume der Turbine und des Verdichters und koppelt diese durch konjugierte Wärmeübertragung (CHT). Dabei wird in regulärer Ausführung der Einfluss der Lagerstellen vernachlässigt. Damit ist eine ausführliche Analyse der Prozesswärmeströme im gesamten Turbolader möglich. Um die beiden erweiterten Lagermodule bidirektional an die Lagerstellen des CHT Modells zu koppeln, muss eine geeignete Schnittstelle entwickelt werden, wobei die thermische Wechselwirkung der Lagerstellen untereinander durch Wärmeleitung entlang der Bauteile zu beachten ist. Zur Validierung der bidirektionalen Kopplung erfolgt ein detaillierter Vergleich der simulativen Ergebnisse mit experimentellen Untersuchungen an einem Abgasturbolader auf einem Heißgasprüfstand an ausgewählten Betriebspunkten. Die detaillierte Auflösung der physikalischen Prozessgrößen ermöglicht des Weiteren eine ausführliche Analyse der thermischen Wechselwirkung zwischen Lagerstellen und Systemumgebung.

2. Grundlagen der Axialgleitlagermodellierung

2.1 Funktionsweise eines Axialgleitlagers

Axialgleitlager werden zur Aufnahme von Axialkräften und zur Führung rotierender Wellen in axialer Richtung eingesetzt [62]. Der Wellenspurkranz, auch Spurscheibe, und die feststehende Spurplatte, auch Segment, bilden dabei die beiden wesentlichen Bauteile eines hydrodynamisch geschmierten Axialgleitlagers. In den Raum zwischen die beiden Bauteile wird ein Schmiermittel eingebracht. Aufgrund der Haftung des Fluids an den Oberflächen, wird es über die sich drehende Spurscheibe durch den Schmierpalt geschleppt, wodurch sich ein Tragdruck im Fluid ausbilden kann. Damit dieser Tragdruck entsteht, muss der Schmierpalt so gestaltet sein, dass er einen in Drehrichtung konvergenten Bereich aufweist. In Axialfestsegmentlagern werden die Segmente hierzu mit einer Keiffläche gefertigt, wie sie exemplarisch in Abbildung 2-1 dargestellt ist. Um zu hohe Flächenpressungen an den Kanten der Keifflächen bei An- und Auslaufen zu vermeiden, werden zusätzlich zur Keiffläche Rastflächen parallel zur Spurscheibe angeordnet.

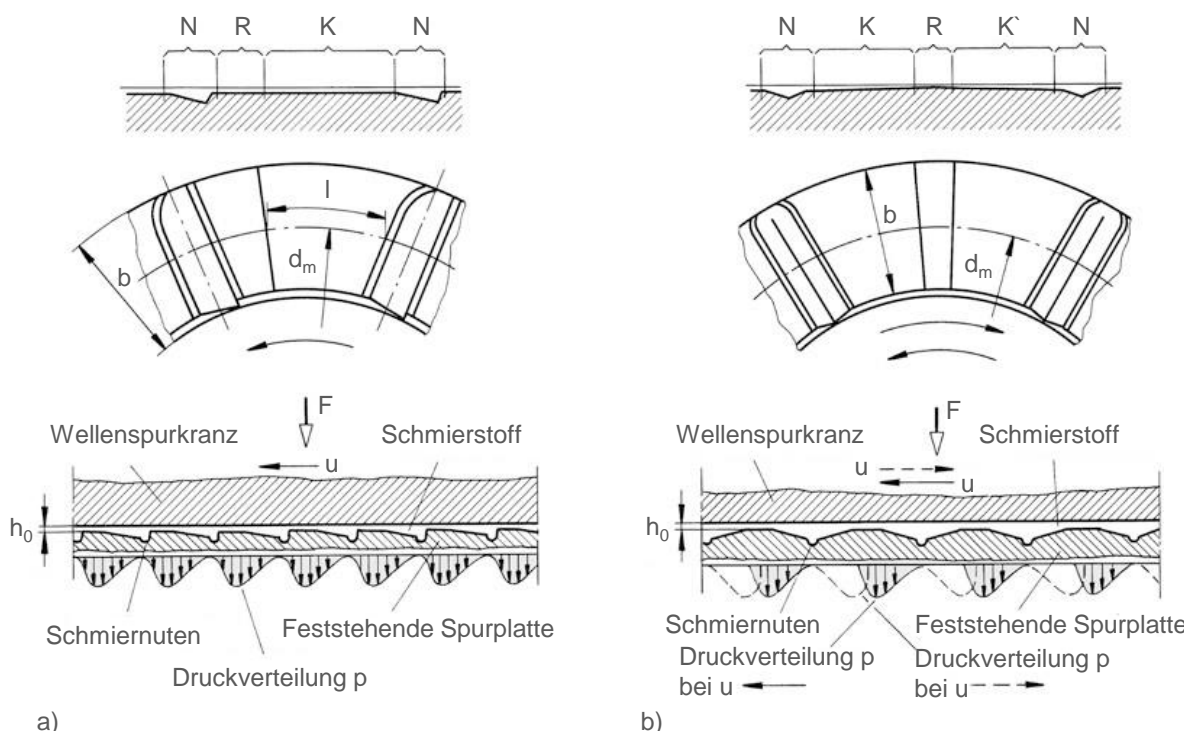


Abbildung 2-1: Abschnitte aus Ring-Axiallagern (feststehende Spurplatte) a) für eine Drehrichtung, b) für wechselnde Drehrichtung mit eingearbeiteten Keifflächen K, K' Schmiernuten N, Rastflächen R und Schmierstoff-Druckverteilung am Umfang d_m bei radialer Ringbreite b [62]

Neben einfach wirkenden Axialgleitlagern mit einem einzelnen Schmierfilm werden auch doppeltwirkende Axialgleitlager eingesetzt, die entsprechend Abbildung 2-2 um einen zweiten Schmierfilm sowie eine zusätzliche Spurscheibe oder ein zusätzliches Segment erweitert sind. Doppeltwirkende Axiallager ermöglichen hierbei eine Kraftaufnahme in positive und negative axiale Richtung. Die doppeltwirkende Lageranordnung mit zwei Spurscheiben und mittigem Segment (Abbildung 2-2,c) stellt dabei eine typische Bauform für Axiallager im Turbolader dar.

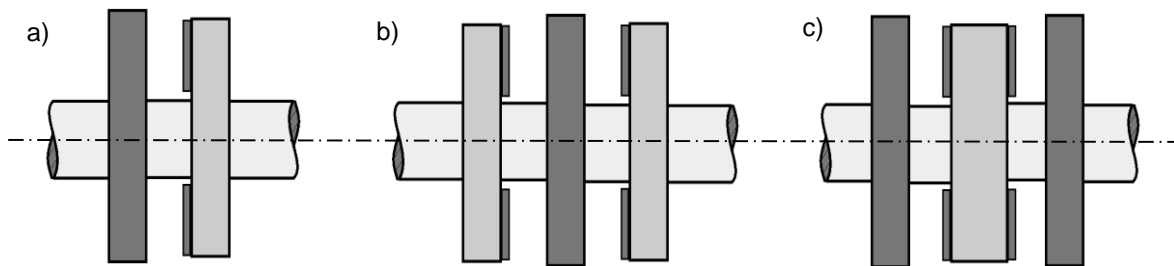


Abbildung 2-2: Bauformen von Axialgleitlagern: a) einfach wirkendes Lager, b) doppelt wirkendes Lager mit mittiger Spurscheibe, c) doppeltwirkendes Lager mit zwei Spurscheiben (z.B. Turbolader oder kombiniertes Radial-Axial-Lager) [4]

2.2 Navier Stokes Gleichungen

Um das charakteristische Verhalten des Schmiermittels im Schmierpalt von Gleitlagern zuverlässig vorherzusagen, muss die Strömung mathematisch beschrieben werden. Dabei gelten im Strömungsraum die Erhaltungssätze der Masse, des Impulses und der Energie. Für ein isotropes Newtonsches Medium bilden die Navier-Stokes Gleichungen bestehend aus Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichung das Verhalten des Fluides hinreichend genau ab [1]. Sie liefern hierbei die Gleichungen zur Lösung der Bestimmungsgrößen Druck p , Temperatur T und Geschwindigkeit u_i in Abhängigkeit des Ortes x_i und der Zeit t . Gleichzeitig bilden sie in vollständiger oder vereinfachter Form die Grundlage der numerischen Strömungsmechanik.

2.2.1 Kontinuitätsgleichung

Die Massenerhaltungsgleichung beschreibt die zeitliche Änderung der Masse in einem Kontrollvolumen als Summe der pro Zeiteinheit ein- und ausfließenden Massen in der Form

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad 2-1$$

bzw.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0. \quad 2-2$$

Dabei beschreibt $D\rho/Dt$ die substantielle Änderung der Dichte ρ nach der Zeit, die sich aus einem lokalen $\partial\rho/\partial t$ und einem konvektiven Anteil $u_i \partial\rho/\partial x_i$ zusammensetzt [1], wie folgt

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i}. \quad 2-3$$

Im Falle eines inkompressiblen Mediums verschwindet die substantielle Ableitung und die Kontinuitätsgleichung vereinfacht sich zu

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad 2-4$$

Für die Indizes i und j gilt die Einsteinsche Summenkonvention.

2.2.2 Impulsgleichung

Die Impulsgleichung ist die Anwendung der Newtonschen Gesetze auf ein Fluid, wonach die Änderung des Impulses der Summe der äußeren Kräfte entspricht. Die äußeren Kräfte sind dabei als Massen- oder Oberflächenkräfte wirksam. Während die Massenkräfte als äußere Kräfte f_i vorgegeben sind, hängen die Oberflächenkräfte vom Verformungszustand des Fluides ab. Für die Impulsgleichung gilt

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad 2-5$$

Unter Annahme eines isotropen Newtonschen Fluides und der Hypothese nach Stokes kann der viskose Spannungstensor τ_{ij} wie folgt ausgedrückt werden

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right), \quad 2-6$$

wobei δ_{ij} das Kronecker-Delta ($\delta_{ij} = 1$ für $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$) und μ die dynamische Viskosität beschreibt. Für ein inkompressibles Medium vereinfacht sich der viskose Spannungstensor zu

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad 2-7$$

2.2.3 Energiegleichung

Die Energiegleichung, entsprechend des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik, beschreibt die Zunahme der Gesamtenergie als Summe der zugeführten Wärme und der verrichteten Arbeit. Für ein Fluid lässt sich die Energiegleichung mit Hilfe der Wärmekapazität c_p und des Wärmeleitkoeffizienten λ wie folgt formulieren

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho c_p u_j T) = \beta T \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right). \quad 2-8$$

Dabei ist der Wärmeausdehnungskoeffizient β folgendermaßen definiert

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p. \quad 2-9$$

Dieser ergibt sich aus der Zustandsgleichung der Dichte durch partielles Differenzieren. Im Falle eines inkompressiblen Mediums vereinfacht sich Gleichung 2-8, unter Vernachlässigung der Wärmeausdehnung zu

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho c_p u_j T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \Phi. \quad 2-10$$

Die Dissipation Φ ist definiert als

$$\Phi = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}. \quad 2-11$$

2.3 Rand- und Anfangsbedingungen, Zustandsgleichungen

Die inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen stellen als mathematisches Modell zur Beschreibung linear-viskoser Newtonscher Fluide ein Anfangs- und Randwertproblem dar, deren Lösung nur bei Vorgabe korrekter Anfangs- und Randwerte eindeutig ist. Die Randbedingungen können dabei auf mehrere Arten vorgegeben werden. Bei einer Dirichlet-Randbedingung wird eine abhängige Variable auf dem Rand verwendet, beispielsweise in Form einer Randtemperatur T . Eine Dirichlet-Randbedingung kann außerdem als vorgegebenes Geschwindigkeitsfeld an Ein- oder Ausströmung verwendet werden, sowie als Haftbedingung (no-slip) an der Wand, die bestimmt, dass das Fluid das Rechengebiet nicht durchdringen oder am Rand entlang gleiten kann [63]. Bei einer Neumann-Randbedingung wird der Gradient der abhängigen Variable vorgegeben, wie beispielsweise Wärmestromdichte oder Druckgradient an der Wand. Eine weitere Möglichkeit ist die Robin-Randbedingung als Linearkombination von Variable und deren Ableitung, z.B. mittels eines Wärmeübergangskoeffizienten. Als Anfangswert ($t = 0$) ist ein divergenzfreies Geschwindigkeitsfeld der Form

$$u_i(0, x_j) = u_i^0 \text{ mit } \frac{\partial u_i^0}{\partial x_i} = 0 \quad 2-12$$

im Rechengebiet vonnöten. Neben den Bestimmungsgrößen müssen noch die Zustandsgleichungen für die Dichte $\rho(p, T)$, die isobare spezifische Wärmekapazität $c_p(p, T)$, sowie Beziehungen für die Viskosität $\mu(p, T)$ und die Wärmeleitfähigkeit $\lambda(p, T)$ vorliegen [1].

2.4 Numerische Modellierung

2.4.1 Diskretisierungsmethoden

Die Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichung bilden ein System nichtlinearer partieller Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Im Allgemeinen können Strömungen, die mittels partieller Differentialgleichungen mathematisch beschrieben werden, mit Ausnahme einiger Spezialfälle, nicht analytisch gelöst werden. Zur Berechnung einer numerischen Näherungslösung muss eine Diskretisierungsmethode angewandt wer-

den, um die partiellen Differentialgleichungen auf ein System algebraischer Gleichungen zu reduzieren, das anschließend auf einem Computer gelöst werden kann. Hierbei wird das Lösungsgebiet auf kleine Gebiete im Raum und/oder der Zeit aufgeteilt und die Lösung an diskreten Stellen approximiert [64]. Zu den bekanntesten Diskretisierungsmethoden in der numerischen Strömungsmechanik zählen die Finite-Differenzen- (FD), Finite-Volumen- (FV) und die Finite-Elemente-Methoden (FE). Das in dieser Arbeit eingesetzte kommerzielle CFD-Programm CFX [65],[66] verwendet zur Diskretisierung der Navier-Stokes-Gleichungen ebenso die Finite-Volumen-Methode, wie die auf der Reynoldsgleichung für hydrodynamische Gleitlager basierenden Gleitlagerberechnungsprogramme COMBROS A (Kapitel 2.5.10) und FLOBUCOM (Kapitel 4.8).

2.4.2 Finite-Volumen-Methode

Der Ausgangspunkt der Finiten-Volumen-Methode ist die Integralform der Erhaltungsgleichungen. Integriert man die Erhaltungsgleichungen der Masse (2-2), des Impulses (2-5) und der Energie (2-10) über ein beliebiges Volumen V ergibt sich

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_V \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) dV = 0, \quad 2-13$$

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) dV + \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) dV = \int_V f_i dV - \int_V \frac{\partial p}{\partial x_i} dV + \int_V \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} dV, \quad 2-14$$

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) dV + \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho c_p u_j T) dV = \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) dV + \int_V \Phi dV. \quad 2-15$$

Bei Anwendung des Gaußschen Integralsatzes auf die Volumenintegrale werden die Terme, die Differentialoperatoren enthalten, auf Oberflächenintegrale reduziert, wodurch sich die Ordnung der Ableitung um eins verringert. Bei konstanter Kontrollvolumengröße kann die zeitliche Ableitung aus dem Integral gezogen werden. Damit folgt

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_S \rho u_i n_i dS = 0, \quad 2-16$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u_i dV + \int_S \rho u_i u_j n_j dS = \int_V f_i dV - \int_S p n_i dS + \int_S \tau_{ij} n_j dS, \quad 2-17$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho c_p T dV + \int_S \rho c_p u_j T n_j dS = \int_S \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} n_j dS + \int_V \Phi dV, \quad 2-18$$

wobei V und S die Volumen- und Oberflächenbereiche der Integration symbolisieren und n_j die nach außen gerichtete kartesische Normalkomponente der Oberfläche des Kontrollvolumens ist. Die Oberflächen- und Volumenintegrale in den Gleichungen 2-16 bis 2-18 müssen mit Hilfe numerischer Integration angenähert werden. Das Rechengebiet wird dabei in eine endliche Anzahl an Kontrollvolumina unterteilt und die Erhaltungsgleichungen auf die sich nicht überlappenden Kontrollvolumina angewandt. Damit ergibt sich für jedes Kontrollvolumen eine algebraische Gleichung, die Variablenwerte aus dem eigenen Knoten und benachbarter Kontrollvolumina enthält. Da die Finite-Volumen-Methode bei jedem Gittertyp möglich ist, kann sie auch auf komplexe Geometrien angewandt werden [64]. Bei korrektem Einsatz ist die Methode konservativ, die Erhaltung von Masse, Impuls und Energie wird dabei in jedem Kontrollvolumen und damit auf dem gesamten Rechenggebiet gewährleistet. Es haben sich unterschiedliche Varianten der Finiten-Volumen-Methode entwickelt, die sich durch die Lokalisierung der unbekannten Erhaltungsgrößen unterscheiden. Im zell-zentrierten Ansatz (Cell-Centered), siehe Abbildung 2-3, werden die unbekannten Variablen im Schwerpunkt (Knoten) des jeweiligen Kontrollvolumens berechnet und gespeichert.

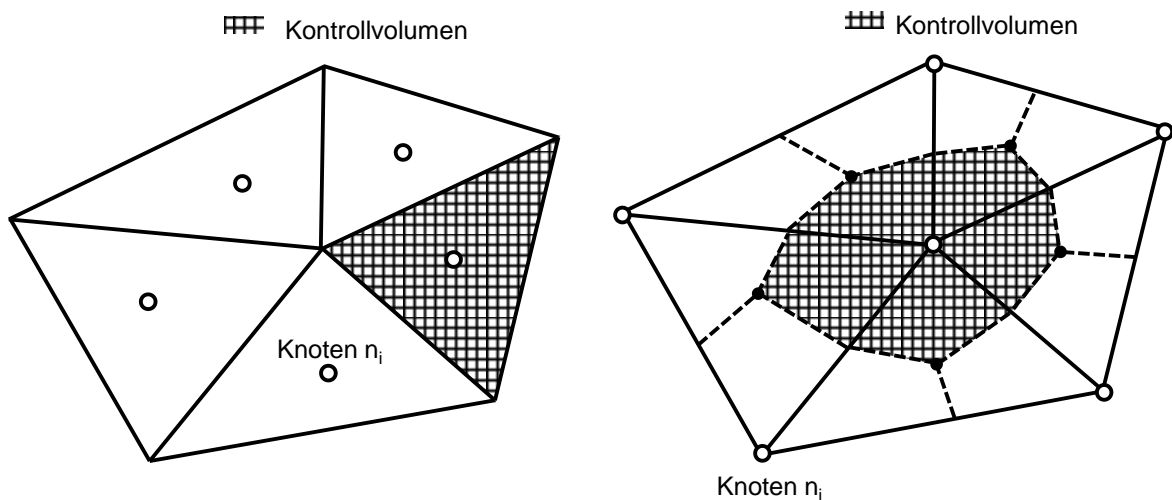


Abbildung 2-3: Varianten des Finite-Volumen-Verfahrens - Cell-Centered (links) / Cell-Vertex (rechts)

Die Variablenwerte der Lösungsgrößen werden anschließend durch Interpolation an der Kontrollvolumenoberfläche approximiert [67]. Beim Zelleckpunkt-Ansatz (Cell-Vertex), siehe Abbildung 2-3, werden die Kontrollvolumen in Abhängigkeit der umgebenden Knotenpunkte aus Sub-Kontrollvolumen gebildet und die unbekannten Variablen

in den Zelleckpunkten (Knoten) gespeichert. Das in dieser Arbeit zum Einsatz kommende kommerzielle CFD Programm CFX verwendet den Zelleckpunkt-Ansatz (Cell-Vertex). Die Sub-Kontrollvolumina werden mittels des median-dual Schemas [68] über Verbindung der Elementmittelpunkte und Mittelpunkte der Knotenverbindung gebildet. Volumenintegrale werden für die einzelnen Elementsektoren berechnet und zum Kontrollvolumen summiert. Entsprechend Abbildung 2-4 werden die Oberflächenintegrale an den Integrationspunkten (IP_i) diskretisiert, die sich im Zentrum jedes Oberflächensegmentes innerhalb des Elementes befinden.

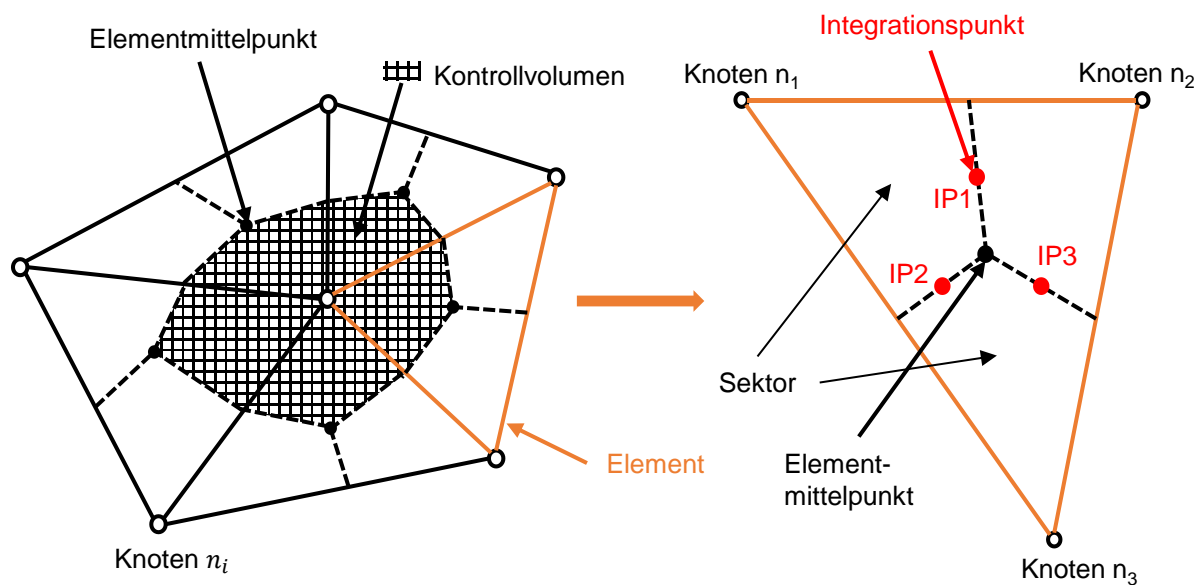


Abbildung 2-4: Kontrollvolumen (Cell-Vertex) und Element

2.4.3 Berechnung der Oberflächen- und Volumenintegrale

Da die Knotenwerte lediglich im Kontrollvolumenzentrum bekannt sind, müssen die Oberflächenintegrale approximiert werden. Diese Approximation wird üblicherweise auf drei Ebenen eingeführt [64]:

- Das Integral entlang einer Kontrollvolumenseite wird als Funktion der Variablenwerte an ein oder mehreren Integrationspunkten approximiert
- Die Variablenwerte an den Integrationspunkten werden durch Interpolation oder mit Hilfe von Ansatzfunktionen bestimmt
- Die Ableitungen der Variablen an den Integrationspunkten werden über Finite-Differenzen oder Finite-Elemente berechnet

Generell gilt für eine beliebige Größe ϕ eines Oberflächenintegrals, dass die Summe der Flüsse über den Kontrollvolumen-Rand der Summe der Integrale über die Kontrollvolumen-Seiten entspricht,

$$\int_S \phi \, dS = \sum_k \int_{S_k} \phi \, dS. \quad 2-19$$

ϕ kann dabei beispielsweise der Komponente eines konvektiven, z.B. $\rho u_i u_j n_j$, oder eines diffusiven, z.B. $\tau_{ij} n_j$, Flussvektors entsprechen. Zur Berechnung der Lösungsvariablen ϕ verwendet CFX Ansatzfunktionen aus der Finiten-Element-Methode [65].

2.4.4 Druck-Geschwindigkeitskopplung

In den Navier-Stokes-Gleichungen für inkompressible Strömungen treten die Druckgradienten lediglich als Quellterme auf, es existiert keine unabhängige Gleichung für den Druck selbst. Eine Möglichkeit zur Lösung dieses Problems liegt in der Anpassung des Druckfeldes mit Hilfe eines Druckkorrekturverfahrens, unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung. Es existieren unterschiedliche Lösungsalgorithmen, wie beispielsweise der SIMPLE-Algorithmus (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) [70] oder der PISO-Algorithmus (Pressure-Implicit with Splitting Operators) [71]. Die in CFX implementierte Druck-Geschwindigkeitskopplung orientiert sich an den Arbeiten von Rie et al. [72] und Majumdar [73].

2.4.5 Lösungsmethode

Durch die Diskretisierung mit Hilfe der Finiten-Volumen-Methode ergibt sich ein lineares Gleichungssystem, das in generalisierter Matrixform wie folgt beschrieben werden kann

$$[A][\phi] = [b]. \quad 2-20$$

$[A]$ symbolisiert hierbei die Koeffizientenmatrix, $[\phi]$ die Lösungsvariable und $[b]$ die rechte Seite des Gleichungssystems. Die Lösung dieses Gleichungssystems erfolgt in CFX mit Hilfe einer unvollständigen LU-Zerlegung, die mittels eines Mehrgitterverfahrens beschleunigt wird [66].

2.4.6 Konjugierte Wärmeübertragung

Aufgrund der temperaturabhängigen Viskosität des Schmiermittels bestimmt das diabate Verhalten des Abgasturboladers das Betriebsverhalten der Gleitlager wesentlich mit. Die genauesten Aussagen bei der Untersuchung der Strömung in Gleitlagern lassen sich damit unter Berücksichtigung einer konjugierten Wärmeübertragung (Conjugate-Heat-Transfer) treffen. Als konjugiertes Wärmeübertragungsproblem wird der Wärmeübergang am Interface zwischen einer Wand eines Festkörpers und dem angrenzenden Fluid bezeichnet, an dem sich die Temperaturfelder des Festkörpers und des Fluids gegenseitig beeinflussen und in der Regel simultan bestimmt werden müssen [74]. Während in Fluiden die Wärmeübertragung meistens von der Konvektion bestimmt wird, dominiert im Festkörper üblicherweise die Wärmeleitung. Die zeitabhängige Energiegleichung für ein unbewegliches Festkörperbauteil ist gegeben durch

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \Phi. \quad 2-21$$

Generell gilt, dass die Kontinuität des Wärmestroms und der Temperatur an der Grenzfläche zwischen Festkörper und Fluid gewährleistet werden muss. Detaillierte Information über die Umsetzung der konjugierten Wärmeübertragung in CFX sind in [65] und [66] zu finden.

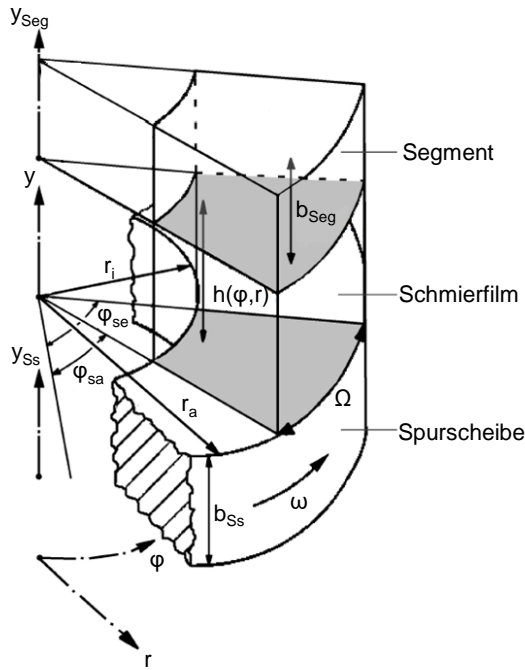
2.5 Axialgleitlagermodellierung

Die Lösung der vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen kann wie in dieser Arbeit zur Grundlagenuntersuchung von Gleitlagerungen herangezogen werden. Dennoch ist die numerische Lösung der vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen in den meisten Fällen zur Vorhersage der Betriebseigenschaften und zur Erstellung von Kennfeldern hydrodynamisch geschmierter Axialgleitlager zu zeitaufwändig. Es müssen daher sinnvolle Vereinfachungen der Gleichungen, unter Berücksichtigung des charakteristischen Strömungsbildes vorgenommen werden, die es ermöglichen, die wesentlichen Betriebseigenschaften zeiteffizient zu berechnen.

2.5.1 Aufbau Axialgleitlagermodell

Das im Folgenden beschriebene Axialgleitlagermodell besteht aus den drei Komponenten Spurscheibe, Schmierspalt und Segment, deren hydraulische und thermische Eigenschaften, abgeleitet aus den Navier-Stokes-Gleichungen, mathematisch model-

liert und an den Grenzflächen gekoppelt werden müssen. Wie in Abbildung 2-5 dargestellt bestehen die dreidimensionalen Räume aus kreisringförmigen Grundflächen, für die sich eine Beschreibung der Gleichungen in Zylinderkoordinaten anbietet.



φ :	Umfangscoordinate
r :	Radiale Koordinate
φ_{sa} :	Umfangscoordinate Segmentanfang
φ_{se} :	Umfangscoordinate Segmentende
ω :	Winkelgeschwindigkeit des Rotors
Ω :	Segmentumschließungswinkel
b_{Ss} :	Höhe der Spurscheibe
b_{Seg} :	Höhe des Segmentes
h :	Schmierspalthöhe
r_i :	Innenradius des Segmentes
r_a :	Außenradius des Segmentes

Abbildung 2-5: Geometrische Größen des Axialgleitlagers

2.5.2 Hydraulische und thermische Modellierung des Schmierfilms:

Die Impulsgleichung in Zylinderkoordinaten für inkompressible Fluide lautet

in r

$$\rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} - \frac{u_\varphi^2}{r} + u_y \frac{\partial u_r}{\partial y} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \tau_{rr})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \tau_{ry}}{\partial y} - \frac{\tau_{\varphi\varphi}}{r} \right) + f_r, \quad 2-22$$

in φ

$$\rho \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + \frac{u_\varphi}{r} \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + u_r \right) + u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + u_y \frac{\partial u_\varphi}{\partial y} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} = \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \tau_{r\varphi})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \tau_{\varphi y}}{\partial y} \right) + f_\varphi, \quad 2-23$$

in y

$$\rho \left(\frac{\partial u_y}{\partial t} + \frac{u_\varphi}{r} \frac{\partial u_y}{\partial \varphi} + u_r \frac{\partial u_y}{\partial r} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial p}{\partial y} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \tau_{ry})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\varphi y}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \right) + f_y. \quad 2-24$$

Mit den viskosen Spannungen

$$\tau_{rr} = 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \tau_{\varphi\varphi} = 2\mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{u_r}{r} \right], \quad \tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial u_y}{\partial y},$$

$$\tau_{r\varphi} = \mu \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\varphi}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} \right], \quad \tau_{ry} = \mu \left[\frac{\partial u_y}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial y} \right], \quad \tau_{\varphi y} = \mu \left[\frac{\partial u_\varphi}{\partial y} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_y}{\partial \varphi} \right].$$

Für die Kontinuitätsgleichung gilt

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} = 0. \quad 2-25$$

Aufgrund der geringen geometrischen Abmessungen in Spalthöhenrichtung dominieren in Gleitlagern für gewöhnlich die Reibungs- gegenüber den Trägheitskräften [5],[76],[75]. Die Reynoldszahl, definiert als Verhältnis zwischen Trägheits- und Reibungskraft

$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{\rho \omega h^2}{\mu}, \quad 2-26$$

ergibt mit typischen Werten für die Spalthöhe h in Axialgleitlagern üblicherweise Werte $Re \ll 1$. Mit dieser Abschätzung können die Impulsgleichungen bereits erheblich reduziert werden. Aufgrund der geringen geometrischen Ausdehnung in Spalthöhenrichtung gegenüber der radialen und tangentialen Richtung folgt, dass die Geschwindigkeitsgradienten in r - und ϕ - Richtung klein gegenüber den Gradienten in y - Richtung sind und damit vernachlässigt werden können. Zudem kann die Änderung der Geschwindigkeit in Spalthöhenrichtung u_y über der Spalthöhe y , sowie die zeitlichen Änderungen vernachlässigt werden [77]. Damit verbleiben folgende Terme der Impulsgleichungen

$$\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u_\varphi}{\partial y} \right) = 0, \quad 2-27$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u_r}{\partial y} \right) = \rho \frac{u_\varphi^2}{r}, \quad 2-28$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad 2-29$$

Aus Gleichung 2-29 folgt, dass die Änderung des Drucks in Spalthöhenrichtung $\partial p / \partial y$ zu null wird. Als einziger Term der Trägheitskräften verbleibt damit die Fliehkraft $\rho u_\varphi^2 / r$. Die vereinfachten Impulsgleichungen können mit Hilfe der Dirichletschen no-slip Randbedingungen

$$\begin{aligned} y = 0: & \quad u_\varphi(\varphi, r, 0) = 0, \quad u_r(\varphi, r, 0) = 0 \\ y = h: & \quad u_\varphi(\varphi, r, h) = \omega r, \quad u_r(\varphi, r, h) = 0 \end{aligned}$$

zweifach integriert werden. Damit ergibt sich für die Geschwindigkeitsgradienten

$$\frac{\partial u_r}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial r} \left(\frac{y}{\mu} - \frac{F_1}{\mu F_0} \right) - \frac{\rho}{r} \left(\frac{1}{\mu} \int_0^y u_\varphi^2 dy - \frac{F_3}{\mu F_0} \right), \quad 2-30$$

$$\frac{\partial u_\varphi}{\partial y} = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \left(\frac{y}{\mu} - \frac{F_1}{\mu F_0} \right) - \frac{\omega r}{\mu F_0} \quad 2-31$$

und für die Radial- u_r und Tangentialkomponente u_φ der Geschwindigkeit

$$u_r = \frac{\partial p}{\partial r} \left(\int_0^y \frac{y}{\mu} dy - \frac{F_1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right) - \frac{\rho}{r} \left(\int_0^y \left(\frac{1}{\mu} \int_0^y u_\varphi^2 dy \right) - \frac{F_3}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right), \quad 2-32$$

$$u_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \left(\int_0^y \frac{y}{\mu} dy - \frac{F_1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right) + \omega r \left(1 - \frac{1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right). \quad 2-33$$

Die Abkürzungen $F_0 - F_3$ symbolisieren die Viskositätskorrekturterme:

$$F_0 = \int_0^h \frac{1}{\mu} dy, F_1 = \int_0^h \frac{y}{\mu} dy, F_2 = \int_0^h \frac{y}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy, F_3 = \int_0^h \left(\frac{1}{\mu} \int_0^y u_\varphi^2 dy \right) dy. \quad 2-34$$

Integriert man die Kontinuitätsgleichung 2-25 über der Spalthöhe h so folgt

$$\int_0^h \frac{\partial \rho}{\partial t} dy + \int_0^h \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r u_r}{\partial r} dy + \int_0^h \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r u_\varphi}{\partial \varphi} dy + \int_0^h \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} dy = 0. \quad 2-35$$

Die Auswertung der einzelnen Terme unter Zuhilfenahme der Leibnizregel für Parameterintegrale

$$\int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial}{\partial x} f(x, y, z) dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{h_1}^{h_2} f(x, y, z) dz - f(x, y, z) \frac{\partial h_2}{\partial x} + f(x, y, z) \frac{\partial h_1}{\partial x}$$

ergibt für den ersten Term der Gleichung 2-35 unter Vernachlässigung der Kompressibilität des Schmierstoffs und Annahme einer konstanten Schmierstoffdichte

$$\int_0^h \frac{\partial \rho}{\partial t} dy \stackrel{\rho \neq f(h)}{\cong} h \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad 2-36$$

Für den zweiten Term der Kontinuitätsgleichung folgt mit der Leibnizregel

$$\int_0^h \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r u_r}{\partial r} dy = \frac{\rho}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} r \int_0^h u_r dy - h \underbrace{u_r(h)}_0 \frac{\partial h}{\partial r} + 0 \underbrace{u_r(0)}_0 \frac{\partial 0}{\partial r} \right) = \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \int_0^h u_r dy$$

$$= \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \int_0^h \left(\underbrace{\frac{\partial p}{\partial r} \left(\int_0^y \frac{y}{\mu} dy - \frac{F_1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right)}_I - \underbrace{\frac{\rho}{r} \left(\int_0^y \left(\frac{1}{\mu} \int_0^y u_\varphi^2 dy \right) - \frac{F_3}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right)}_{II+III} \right) dy.$$

Eine separate Auswertung der Terme *I-III* mit Hilfe der partiellen Integration ergibt:

$$\begin{aligned} \underline{I:} \quad \int_0^h \frac{\partial p}{\partial r} \left(\int_0^y \frac{y}{\mu} dy - \frac{F_1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right) dy &= \frac{\partial p}{\partial r} \int_0^h \int_0^y \frac{1}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy dy \stackrel{p.I.}{=} \frac{\partial p}{\partial r} \left[y \int_0^y \frac{1}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy \right]_0^h \dots \\ &\quad - \frac{\partial p}{\partial r} \int_0^h \frac{y}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy = \frac{\partial p}{\partial r} \left(h \int_0^h \frac{1}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy \right) - \frac{\partial p}{\partial r} F_2 \\ &= \frac{\partial p}{\partial r} \left(h \left(\underbrace{\int_0^h \frac{y}{\mu} dy}_{F_1} - \frac{F_1}{F_0} \underbrace{\int_0^h \frac{1}{\mu} dy}_{F_0} \right) \right) - \frac{\partial p}{\partial r} F_2 = -\frac{\partial p}{\partial r} F_2 \end{aligned}$$

$$\underline{II:} \quad \underbrace{\frac{\rho}{r} \int_0^h \int_0^y \frac{1}{\mu} \int_0^y u_\varphi^2 dy dy dy}_{F_4} = \frac{\rho}{r} F_4$$

$$\underline{III:} \quad \frac{\rho}{r} \int_0^h \frac{F_3}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy dy = \frac{\rho}{r} \left[y \frac{F_3}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right]_0^h - \frac{\rho}{r} \frac{F_3}{F_0} \int_0^h \frac{y}{\mu} dy = \frac{\rho}{r} \left(h F_3 - \frac{F_3}{F_0} F_1 \right)$$

Summiert man die Terme *I-III* so folgt für den zweiten Term der Kontinuitätsgleichung 2-35

$$\int_0^h \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r u_r}{\partial r} dy = \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(-\frac{\partial p}{\partial r} F_2 - \frac{\rho}{r} \left(F_4 - h F_3 + \frac{F_3}{F_0} F_1 \right) \right). \quad \mathbf{2-37}$$

Der dritte Term der Kontinuitätsgleichung 2-35 ergibt ausgewertet mit der Leibnizregel

$$\int_0^h \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u_\varphi}{\partial \varphi} dy = \frac{\rho}{r} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} \int_0^h u_\varphi dy - \underbrace{u_\varphi(h)}_{\omega r} \frac{\partial h}{\partial \varphi} + \underbrace{u_\varphi(0)}_0 \frac{\partial 0}{\partial \varphi} \right) = \frac{\rho}{r} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} \int_0^h u_\varphi dy - \omega r \frac{\partial h}{\partial \varphi} \right).$$

Einsetzen der Geschwindigkeit u_φ in den obigen Ausdruck erweitert die Gleichung wie folgt

$$\frac{\rho}{r} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} \int_0^h u_\varphi dy - \omega r \frac{\partial h}{\partial \varphi} \right) = \dots$$

$$\frac{\rho}{r} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} \int_0^h \left(\underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \left(\int_0^y \frac{y}{\mu} dy - \frac{F_1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right)}_{IV} + \underbrace{\omega r \left(1 - \frac{1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right)}_V \right) dy - \omega r \frac{\partial h}{\partial \varphi} \right).$$

Die Auswertung der Terme *IV* und *V* mittels partieller Integration führt auf:

$$\begin{aligned} \underline{IV:} \quad \int_0^h \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \int_0^y \frac{1}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy dy &= \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \left[y \int_0^y \frac{1}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy \right]_0^h - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \int_0^y \frac{y}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy}_{F_2} \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \left(h F_1 - h \frac{F_1}{F_0} F_0 \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} F_2 = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} F_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \underline{V:} \quad \int_0^h \omega r \left(1 - \frac{1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right) dy &= h \omega r - \omega r \int_0^h \frac{1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy dy \\ &= h \omega r - \omega r \left(\left[\frac{y}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \right]_0^h - \frac{1}{F_0} \int_0^y \frac{y}{\mu} dy \right) = h \omega r - \omega r \left(h - \frac{F_1}{F_0} \right) = \omega r \frac{F_1}{F_0} \end{aligned}$$

Mit der Summe der Terme *IV* und *V* ergibt sich für den dritten Term der Kontinuitätsgleichung 2-35

$$\frac{\rho}{r} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} \int_0^h u_\varphi dy \right) = -\frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{\partial p}{\partial \varphi} F_2 - \rho \omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{F_1}{F_0} - \rho \omega \frac{\partial h}{\partial \varphi}. \quad \mathbf{2-38}$$

Für den letzten Term der Kontinuitätsgleichung 2-35 gilt

$$\int_0^h \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} dy = [\rho u_y]_0^h = \rho (u_y(h) - u_y(0)).$$

Mit den Randbedingungen

$$u_y(h) = \frac{\partial h}{\partial t} + \omega \frac{\partial h}{\partial \varphi}, u_y(0) = 0$$

ergibt sich

$$\int_0^h \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} dy = [\rho u_y]_0^h = \rho (u_y(h) - u_y(0)) = \rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \omega \frac{\partial h}{\partial \varphi}. \quad \mathbf{2-39}$$

Einsetzen der Gleichungen 2-36, 2-37, 2-38, 2-39 in Gleichung 2-35

$$-\frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} r F_2 \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} \rho \left(F_4 - h F_3 + \frac{F_3}{F_0} F_1 \right) - \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} F_2 \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \rho \omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{F_1}{F_0} + \rho \frac{\partial h}{\partial t} = 0$$

ergibt nach kurzer Umformung die allgemeine Form der Reynoldsgleichung für Axialgleitlager

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r F_2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(F_2 \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) = \omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{F_1}{F_0} \right) - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(F_4 - h F_3 + \frac{F_3}{F_0} F_1 \right) + \frac{\partial h}{\partial t}. \quad 2-40$$

Mit Hilfe der Reynoldsgleichung kann die Strömung im Schmier-spalt modelliert werden, die als Ergebnis die ortsabhängigen Drücke im Gleitlager liefert. Das Geschwindigkeitsprofil setzt sich dabei aus einer druckgetriebenen Poiseuille-Strömung, beschrieben durch die Terme auf der linken Seite, sowie einer schergetriebenen Couette-Strömung, symbolisiert durch den ersten Term der rechten Seite, zusammen. Weiterhin ist der Strömung eine Fliehkraftbeschleunigung überlagert, die als zweiter Term auf der rechten Seite eine Bewegung in radiale Richtung induziert. Zudem kann es im Lagerspalt zu einer Quetschströmung aufgrund einer zeitlichen Änderung der Spalthöhe $\partial h / \partial t$ kommen, wodurch ein zusätzlicher Verdrängungstragdruck entsteht.

2.5.3 Geometrische Beschreibung der Spalthöhenfunktion

Zur Lösung der Reynoldsgleichung muss die Spaltfunktion h über das Rechengebiet modelliert werden. In Abbildung 2-6 ist die geometrische Grundstruktur eines Festsegmentlagers mit Schmierstofftasche, Keil- und Rastfläche sowie mit äußerem und innerem Dichtsteg dargestellt.

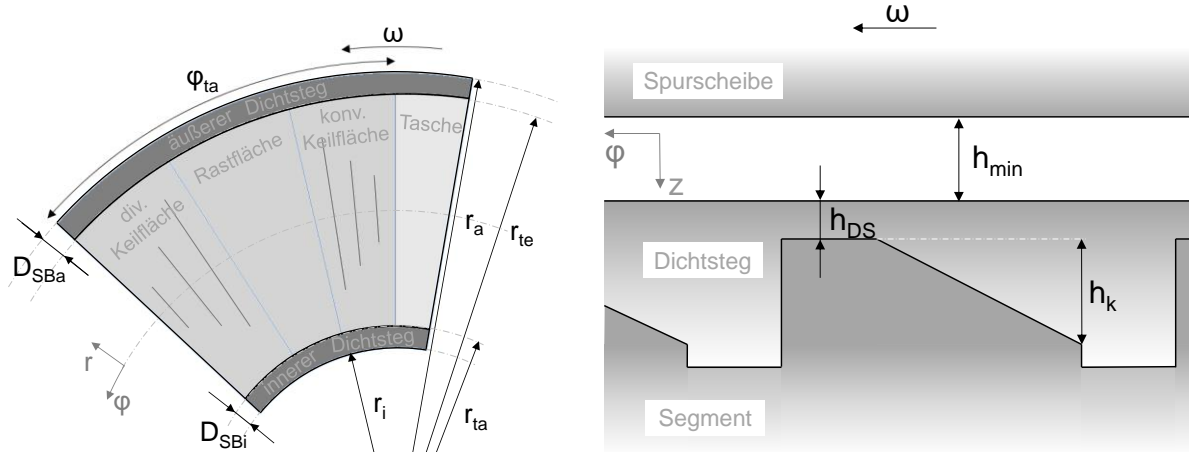


Abbildung 2-6: Geometrische Grundparameter eines Festsegmentlagers für eine Drehrichtung [4]

Die zu bestimmenden Parameter sind der Umschließungswinkel der Keilflächen φ_{ta} , Außen- und Innenradius r_a und r_i , Dichtstegbreite $D_{SBa, SBI}$ und –höhe $h_{DSa, DSI}$, sowie die Keilflächenhöhe h_k . Mit diesen geometrischen Grundparametern kann die Funktion der Schmier-spalthöhe $h(\varphi, r)$ zwischen Segmentanfang und –ende durch Superposition der einzelnen Anteile gewonnen werden,

$$h(\varphi, r) = h_{min} + h_{profil}(\varphi, r).$$

Der erste Term der Spaltfunktion h_{min} beschreibt den Abstand der Spurscheibe zum unverformten Segment ohne Verkantungseinflüsse, dem sich die Profilierung h_{Profil} des Segments überlagert. Bei Festsegmenten mit Rastflächen ergibt sich die Profilierung zu [4]

$$h_{Profil}(\varphi, r) = \frac{h_k}{2 \sin\left(\frac{\varphi_{Rm}}{2}\right)} \left[\sin\left(\varphi_{Rm} - \frac{\varphi_{ta}}{2}\right) - \sin\left(\varphi - \frac{\varphi_{ta}}{2}\right) \right]. \quad 2-42$$

φ_{Rm} symbolisiert hierbei den Umschließungswinkel der Keilfläche. Der Spalthöhe kann weiterhin noch eine statische Verkantung sowie eine Deformation überlagert werden,

$$h(\varphi, r) = h_s + h_{Profil}(\varphi, r) + h_{Verkantung}(\varphi, r) + h_{Deformation}(\varphi, r). \quad 2-43$$

2.5.4 Berücksichtigung der Kavitation und Turbulenz im Schmierspalt

In Lagern mit divergierendem Schmierspalt oder in niedrig belasteten Axiallagern mit hohem Fliehkraftanteil kann die Lösung der Reynoldsgleichung Gebiete mit negativen Drücken aufweisen, in denen Kavitation auftritt. Da kavitierende Spaltbereiche nur teilweise mit Schmierstoff gefüllt sind, ist die einphasige Kontinuitätsgleichung im Kavitationsgebiet ungültig. Daher wird zur Modellierung der Kavitation zunächst die Parameterfunktion F eingeführt, die den prozentualen Füllungsgrad im kavitierenden Spaltbereich beschreibt. Zudem wird der Druck p durch die druckähnliche Variable P wie folgt

$$P = \begin{cases} p & \text{Im Überdruckgebiet} \\ F - 1 & \text{Im Kavitationsgebiet} \end{cases}$$

ersetzt [3]. Das Lösungsgebiet wird mit Hilfe einer binären Variablen K in ein Über- ($K = 1$) und ein Unterdruckgebiet ($K = 0$) unterteilt

$$\begin{aligned} K = 0 &\rightarrow F \leq 1 && \text{Kavitation,} \\ K = 1 &\rightarrow F = P + 1 && \text{Vollfüllung.} \end{aligned}$$

Für den Spaltfüllungsgrad F gilt in Abhängigkeit der binären Variable K und der druckähnlichen Variablen P

$$F = (1 - K)P + 1. \quad 2-44$$

Dadurch wird das Rechengebiet durch zwei unterschiedliche Differentialgleichungen modelliert. Im vollständig gefüllten Spalt gilt die gewöhnliche Reynoldsdifferentialgleichung

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r F_2 \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{1}{r} F_2 \frac{\partial p}{\partial \varphi} = \omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{F_1}{F_0} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(F_4 - h F_3 + \frac{F_3}{F_0} F_1 \right) + \frac{\partial h}{\partial t}.$$

Im Kavitationsgebiet verschwinden die Poiseuille Terme und die Reynoldsgleichung reduziert sich auf

$$0 = \omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(F \left(\frac{F_1}{F_0} \right) \right) - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(F \left(F_4 - h F_3 + \frac{F_3}{F_0} F_1 \right) \right) + \frac{\partial F h}{\partial t}.$$

Beide Gleichungen lassen sich über den Kavitationsindex K und den Füllungsgrad F mit Hilfe einer einzelnen Differentialgleichung wie folgt zusammenfassen

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r F_2 K \frac{\partial \Pi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(F_2 K \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} \right) = \omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(F \left(\frac{F_1}{F_0} \right) \right) - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(F \left(F_4 - h F_3 + \frac{F_3}{F_0} F_1 \right) \right) + \frac{\partial F h}{\partial t}. \quad 2-45$$

Die Differentialgleichung erfüllt bei entsprechender numerischer Diskretisierung die wesentliche Forderung nach Erfüllung der Kontinuitätsgleichung für den Schmierstoff im Kavitationsgebiet und auf dem Rand. Zur Berücksichtigung der Turbulenz im Schmierfilm werden weiterhin die nach [78] empirisch ermittelten Turbulenzfaktoren K_r und K_φ eingeführt, sodass sich die Gleichung zu

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r F_2 K \frac{\partial \Pi}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{1}{r} F_2 K \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} = \omega \frac{\partial}{\partial \varphi} F \frac{F_1}{F_0} - \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} F \left(F_4 - h F_3 + \frac{F_3}{F_0} F_1 \right) + \frac{\partial F h}{\partial t} \quad 2-46$$

erweitert.

2.5.5 Thermische Modellierung des Schmierpaltes

Da die temperaturabhängige Viskosität des Schmiermittels einen entschiedenen Einfluss auf die Hydrodynamik des Gleitlagers hat, spielt die Berechnung der Temperaturverteilung im Schmierpalt eine entscheidende Rolle bei der Vorhersage realistischer Lagerkennwerte. Daher wird zur Berechnung der Temperatur die Energiegleichung der Navier-Stokes-Gleichungen in Zylinderkoordinaten

$$\begin{aligned} \rho c_p \left(\frac{\partial F T}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial F u_\varphi T}{\partial \varphi} + \frac{\partial F u_r T}{\partial r} + \frac{\partial F u_y T}{\partial y} \right) \\ = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\lambda_{eff} F \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_{eff} F \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{eff} F \frac{\partial T}{\partial y} \right) + F \Phi \end{aligned} \quad 2-47$$

herangezogen. Die Dissipationsfunktion Φ reduziert sich auf

$$\Phi = \mu \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial y} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial y} \right)^2. \quad 2-48$$

Die Geschwindigkeiten u_φ , u_r und u_y folgen aus der Lösung der Reynoldsgleichung durch Einsetzen in Gleichung 2-32 und 2-33 sowie aus der Massenerhaltung im Kontrollvolumen. Die im Falle einer turbulenten Schmierespaltströmung erhöhte Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} wird definiert als

$$\lambda_{eff} = 1 + \lambda_t, \quad 2-49$$

wobei die nach [3] und [15] eingeführte Wirbel- oder Scheinkonduktivität λ_t im Falle einer laminaren Spaltströmung verschwindet.

2.5.6 Thermische Modellierung der Spurscheibe und des Segmentes

Zur thermischen Modellierung der Spurscheibe und des Segmentes kann die Gleichung 2-21 in Zylinderkoordinaten herangezogen werden. Für das stehende Lagersegment gilt bei konstanter Wärmeleitfähigkeit λ

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r} \lambda \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad 2-50$$

Zur Berechnung der Temperatur in der rotierenden Spurscheibe kann die Temperatur entlang der φ -Koordinate als konstant angenommen werden. Daraus folgt die zu lösende Wärmeleitungsgleichung für die Spurscheibe

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \lambda \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad 2-51$$

2.5.7 Randbedingungen

Die Gleichungen 2-46, 2-47, 2-50, 2-51 bilden als Randwertproblem ein System aus partiellen Differentialgleichungen mit den beiden Unbekannten Druck p und Temperatur T . Um die Gleichungen zu lösen, müssen Randbedingungen für die einzelnen Gleichungen bestimmt werden. Dazu wird in der Reynoldsgleichung der Umgebungsdruck am Rand und der Taschendruck in der Schmierstoffzuführung als Dirichlet-Randbedingung vorgegeben. An den Rändern der Energiegleichung im Schmierfilm wird angenommen, dass kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet. Im Bereich der Ölzuführungstasche kann die Temperatur als Dirichlet-Randbedingung entsprechend

der Ölzuführungstemperatur vorgegeben oder mittels thermischen Taschenrechnermodells ermittelt werden. Für Segment und Spurscheibe kann der Wärmeübergang an die Umgebung über eine Robin-Randbedingung mit Hilfe der Nusselt-Zahl oder als feste Temperatur mittels einer Dirichlet-Randbedingung gesetzt werden. An der Grenzfläche zwischen Schmierfilm und Segment wird die Kontinuität des Wärmestroms über folgende Neumann-Randbedingung

$$-\lambda_{\text{öl}} F \frac{\partial T}{\partial n}(\varphi, r, y) = \dot{q}_{\text{seg}}$$

beschrieben. Ähnlich gilt am Rand zwischen Schmierfilm und Spurscheibe

$$-\lambda_{\text{öl}} F \frac{\partial T}{\partial n}(\varphi, r, y) = \dot{q}_{\text{ss}}.$$

2.5.8 Entdimensionierung

Zur Verbesserung der numerischen Stabilität werden die Erhaltungsgleichungen in alle Raumrichtungen auf dieselbe Größenordnung entdimensioniert. Die Skalierungen werden dabei wie folgt gewählt

$$\begin{aligned} \bar{r} &= \frac{r}{r_m}, & \bar{y} &= \frac{y}{h_B}, & H &= \frac{h}{h_B}, & \psi &= \frac{h_B}{r_m}, & \bar{u}_\varphi &= \frac{u_\varphi}{\omega r_m}, & \bar{u}_r &= \frac{u_r}{\omega r_m}, \\ \bar{u}_y &= \frac{u_y}{\omega h_B}, & \bar{\mu} &= \frac{\mu}{\mu_0}, & \Pi &= \frac{\rho h_B^2}{\mu_0 r_m^2 \omega}, & Re_0 &= \frac{\rho r_m \omega h_B}{\mu_0}, & Re_0^* &= \frac{\rho \omega h_B^2}{\mu_0}, & \vartheta &= \frac{T}{T_0}, \\ \bar{\lambda} &= \frac{\lambda}{\lambda_0}, & Pr &= \frac{\mu_0 c}{\lambda_0}, & K_t &= \frac{\mu_0 \omega}{\rho c T_0 \psi^2}, & \bar{y}_{\text{seg}} &= \frac{y_{\text{seg}}}{b_{\text{seg}}}, & \bar{y}_{\text{ss}} &= \frac{y_{\text{ss}}}{b_{\text{ss}}}, & \bar{b}_{\text{seg}} &= \frac{b_{\text{seg}}}{r_m}, \\ \bar{b}_{\text{ss}} &= \frac{b_{\text{ss}}}{r_m}, & \bar{t} &= t \omega, & \bar{t}_{\text{seg}} &= \frac{t r_m b_{\text{seg}}}{a}, & \bar{t}_{\text{ss}} &= \frac{t r_m^2}{a}. \end{aligned}$$

Um die Energiegleichung zu vereinfachen wird der Schmierspalt auf einen Parallelspalt abgebildet

$$\bar{y}_{\text{seg}} = \frac{y_{\text{seg}}}{b_{\text{seg}}}, \quad \bar{y} = \frac{\bar{y}}{H} = \frac{y}{h}.$$

Mit der gewählten Entdimensionierung ergibt sich für die Reynoldsgleichung

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} H^3 \frac{\bar{r} \tilde{F}_2 K}{\bar{K}_r} \frac{\partial \Pi}{\partial \bar{r}} + \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} H^3 \frac{\tilde{F}_2 K}{\bar{K}_\varphi} \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} = \frac{\partial}{\partial \varphi} F H \frac{\tilde{F}_1}{\bar{F}_0} - \frac{Re_0^*}{\bar{r}} F \frac{\partial}{\partial \bar{r}} H^3 \left(\tilde{F}_4 - \tilde{F}_3 + \frac{\tilde{F}_3 \tilde{F}_1}{\bar{F}_0} \right) + \frac{\partial F H}{\partial \bar{t}} \quad \mathbf{2-52}$$

und für die Terme $\tilde{F}_0, \dots, \tilde{F}_4$

$$\begin{aligned}\tilde{F}_0 &= \int_0^1 \frac{1}{\bar{\mu}} d\tilde{y}, \tilde{F}_1 = \int_0^1 \frac{\tilde{y}}{\bar{\mu}} d\tilde{y}, \tilde{F}_2 = \int_0^1 \frac{\tilde{y}}{\bar{\mu}} \left(\tilde{y} - \frac{\tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right) d\tilde{y}, \tilde{F}_3 = \int_0^1 \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \int_0^{\tilde{y}} \bar{u}_\varphi^2 d\tilde{y} \right) d\tilde{y} \\ \tilde{F}_4 &= \int_0^1 \left[\int_0^{\tilde{y}} \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \int_0^{\tilde{y}} \bar{u}_\varphi^2 d\tilde{y} \right) d\tilde{y} \right] d\tilde{y}.\end{aligned}$$

Für die Energiegleichung des Schmierfilms folgt

$$\begin{aligned}H \frac{\partial F \vartheta}{\partial \bar{t}} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial FH \bar{u}_\varphi \vartheta}{\partial \varphi} + \frac{\partial FH \bar{u}_r \vartheta}{\partial \bar{r}} + \frac{\partial FH \bar{u}_{\tilde{y}} \vartheta}{\partial \tilde{y}} \\ = - \frac{\psi}{\text{Pr Re}_0} \left(\frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\bar{\lambda}_{eff} FH \frac{\partial \vartheta}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{\lambda}_{eff} FH \frac{\partial \vartheta}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} \left(\bar{\lambda}_{eff} FH \frac{\partial \vartheta}{\partial \tilde{y}} \right) \right) \\ + F \frac{K_t}{H} \tilde{\Phi}\end{aligned}\quad 2-53$$

mit der dimensionslosen Dissipationsfunktion $\tilde{\Phi}$

$$\tilde{\Phi} = \bar{\mu} \left(\frac{\partial \bar{u}_\varphi}{\partial \tilde{y}} \right)^2 + \bar{\mu} \left(\frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \tilde{y}} \right)^2.$$

Für die Energiegleichung im Segment gilt

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \bar{t}_{seg}} = \bar{b}_{seg} \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \varphi^2} + \bar{b}_{seg} \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{1}{\bar{b}_{seg}} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \bar{y}^2}.\quad 2-54$$

Die Energiegleichung der Spurscheibe formt sich wie nachfolgend dargestellt um zu

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \bar{t}_{ss}} = \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial \bar{r}} \right) + \bar{b}_{ss}^2 \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \bar{y}^2}.\quad 2-55$$

2.5.9 Numerische Modellierung

Die Diskretisierung der Reynoldsgleichung erfolgt ebenfalls mit Hilfe der in Kapitel 2.4.2 vorgestellten Finite-Volumen-Methode. Hierzu wird die Gleichung 2-52 über das Lösungsgebiet und die Zeit integriert. Daraus folgt

$$\int_{\bar{t}_0}^{\bar{t}_1} \int_s^n \int_e^w \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} H^3 \frac{\bar{r} \tilde{F}_2 K}{\bar{K}_r} \frac{\partial \Pi}{\partial \bar{r}} d\bar{t} d\bar{r} d\varphi + \int_{\bar{t}_0}^{\bar{t}_1} \int_s^n \int_e^w \frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} H^3 \frac{\tilde{F}_2 K}{\bar{K}_\varphi} \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} d\bar{t} d\bar{r} d\varphi \dots\quad 2-56$$

$$= \int_{\bar{t}_0}^{\bar{t}_1} \int_s^n \int_e^w \frac{\partial}{\partial \varphi} FH \frac{\bar{F}_1}{\bar{F}_0} d\bar{t} d\bar{r} d\varphi - \int_{\bar{t}_0}^{\bar{t}_1} \int_s^n \int_e^w \frac{Re_0^*}{\bar{r}} F \frac{\partial}{\partial \bar{r}} H^3 \left(\bar{F}_4 - \bar{F}_3 + \frac{\bar{F}_3 \bar{F}_1}{\bar{F}_0} \right) d\bar{t} d\bar{r} d\varphi + \int_{\bar{t}_0}^{\bar{t}_1} \int_s^n \int_e^w \frac{\partial FH}{\partial \bar{t}} d\bar{t} d\bar{r} d\varphi$$

Die Integration und Formulierung der Differenzengleichungen beziehen sich auf das in Abbildung 2-7 dargestellte zweidimensionale Lösungsgebiet und Kontrollvolumen.

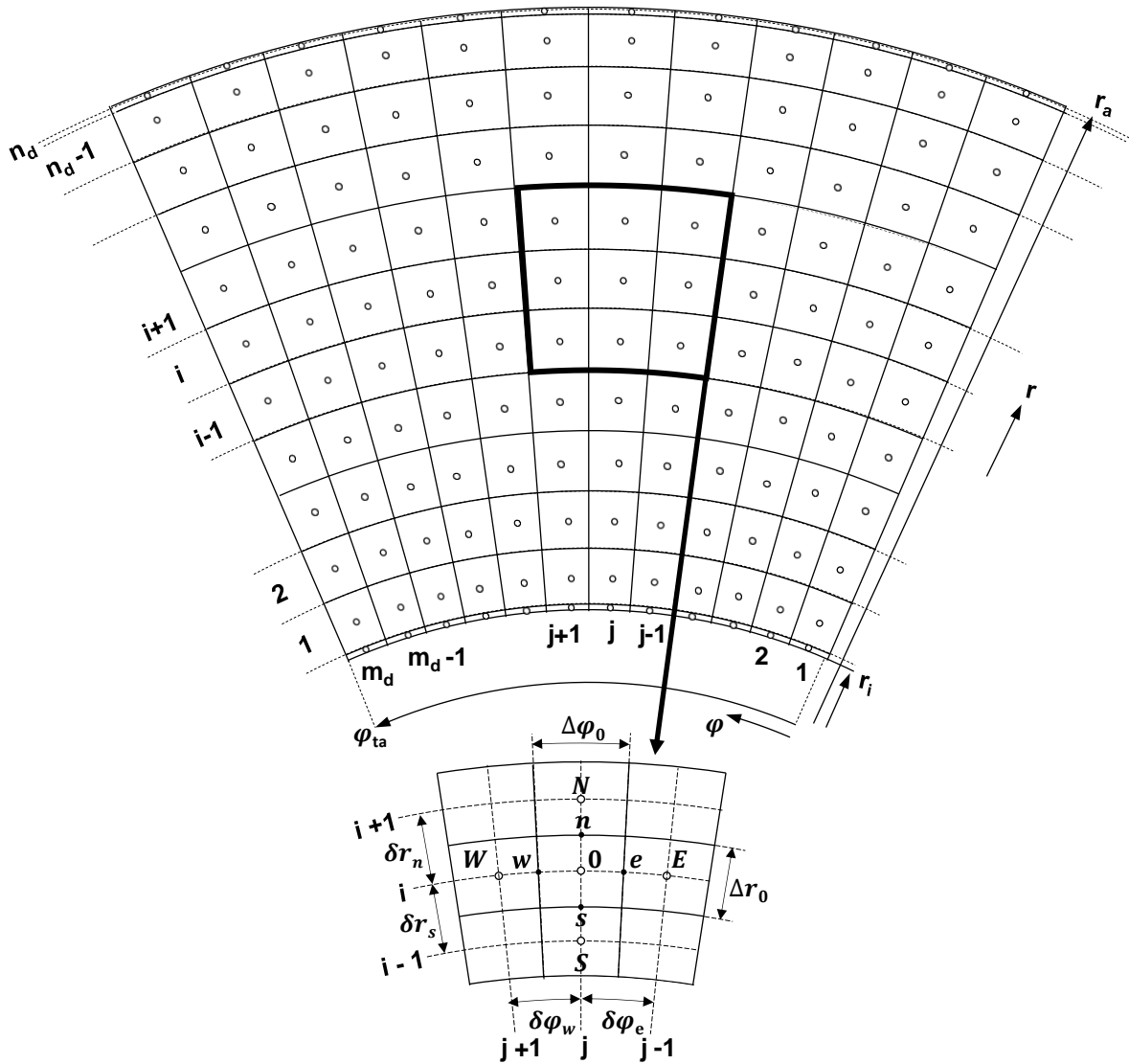


Abbildung 2-7: Partitionierung des Schmierfilms

Nach Anwendung des Integralsatzes nach Gauß ergibt sich

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{H^3 \tilde{F}_2 K}{\tilde{K}_r} \frac{\partial \Pi}{\partial r} \right)_n \Delta \varphi - \left(\frac{H^3 \tilde{F}_2 K}{\tilde{K}_r} \frac{\partial \Pi}{\partial r} \right)_s \Delta \varphi + \left(\frac{H^3 \tilde{F}_2 K}{\tilde{r}^2 \tilde{K}_\varphi} \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} \right)_e \Delta \tilde{r} - \left(\frac{H^3 \tilde{F}_2 K}{\tilde{r}^2 \tilde{K}_\varphi} \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} \right)_w \Delta \tilde{r} \\
& = \left(FH \frac{\tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_e \Delta \tilde{r} - \left(FH \frac{\tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_w \Delta \tilde{r} - \left(\frac{Re_0^*}{\tilde{r}} FH^3 \left(\tilde{F}_4 - \tilde{F}_3 + \frac{\tilde{F}_3 \tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right) \right)_n \Delta \varphi \\
& + \left(\frac{Re_0^*}{\tilde{r}} FH^3 \left(\tilde{F}_4 - \tilde{F}_3 + \frac{\tilde{F}_3 \tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right) \right)_s \Delta \varphi + [(FH)_0^{t+\Delta t} - (FH)_0^t] \frac{\Delta \tilde{r} \Delta \varphi}{\Delta \tilde{t}}.
\end{aligned}$$

Die Auswertung der partiellen Ableitungen mittels der Finite-Differenzen-Methode für ein Kontrollvolumen des Lösungsgebietes führt auf folgende algebraische Gleichung in Komponentendarstellung

$$\begin{aligned}
S_0 = a_0 P_0^{\tilde{t}} + K_W a_W P_W^{\tilde{t}} + \left[K_E a_E + (1 - K_E) \tilde{r}_0 \Delta \tilde{r}_0 \left(H \frac{\tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_e \right] P_E^{\tilde{t}} + K_N a_N P_N^{\tilde{t}} \\
+ \left[K_S a_S + (1 - K_S) \Delta \varphi_0 Re_0^* H_s^3 \left(\tilde{F}_4 - \tilde{F}_3 + \frac{\tilde{F}_3 \tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_s \right] P_S^{\tilde{t}}
\end{aligned} \quad 2-57$$

mit

$$\begin{aligned}
a_0 = K_0 (-a_w - a_e - a_n - a_s) - (1 - K_0) \left[\tilde{r}_0 \Delta \tilde{r}_0 \left(H \frac{\tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_w + \Delta \varphi_0 Re_0^* H_n^3 \left(\tilde{F}_4 - \tilde{F}_3 + \frac{\tilde{F}_3 \tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_n \right] - \\
(1 - K_0) \frac{H_0}{\Delta \tilde{t}} \tilde{r}_0 \Delta \tilde{r}_0 \Delta \varphi_0
\end{aligned} \quad 2-58$$

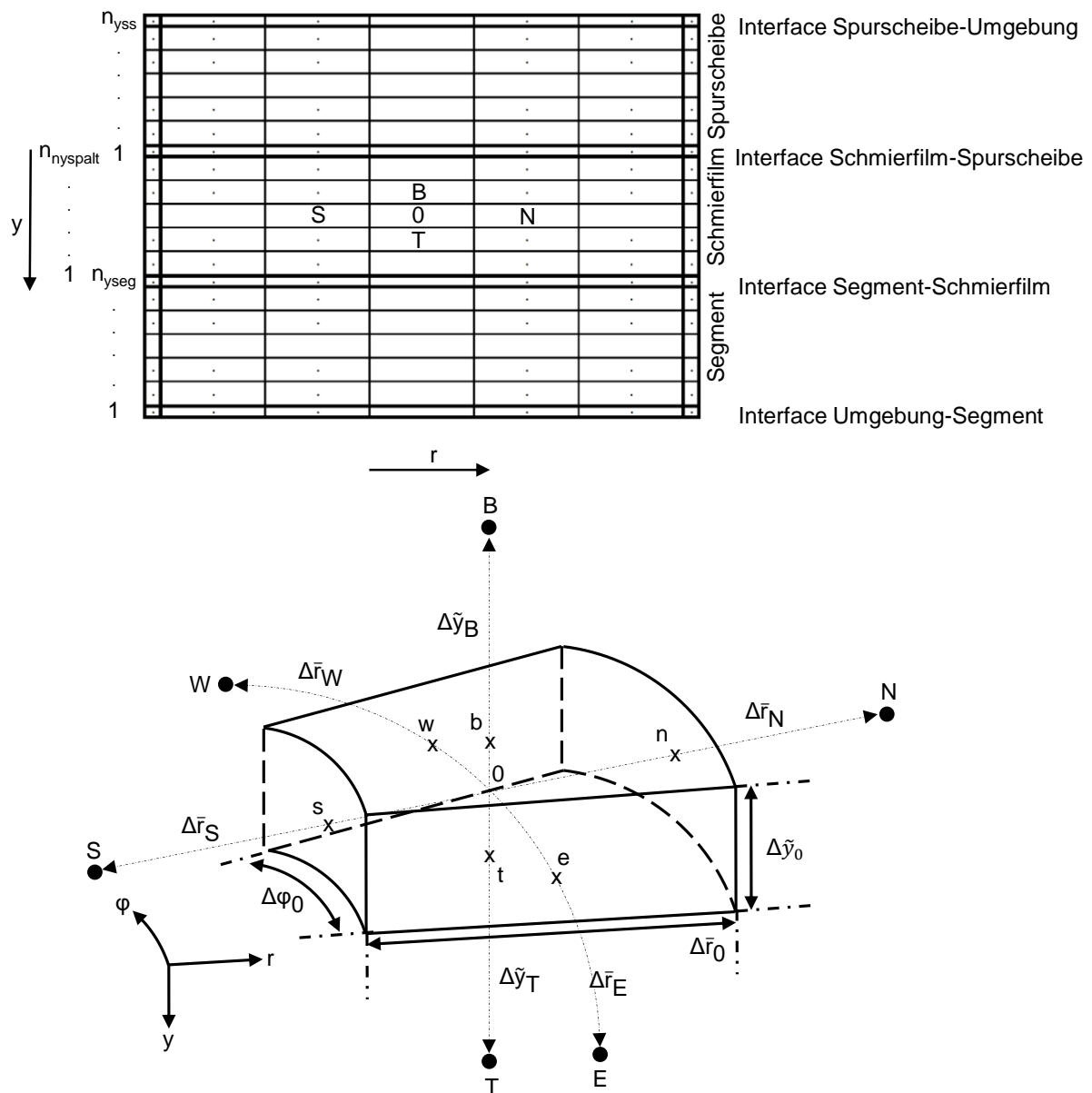
den Nebendiagonaleinträgen

$$\begin{aligned}
a_W = \frac{2}{\tilde{r}_0 \tilde{K}_\varphi} \frac{\Delta \tilde{r}_0 (H^3 \tilde{F}_2)_w}{I_{0W} \Delta \varphi_w + I_{W0} \Delta \varphi_0}, \quad a_E = \frac{2}{\tilde{r}_0 \tilde{K}_\varphi} \frac{\Delta \tilde{r}_0 (H^3 \tilde{F}_2)_e}{I_{0E} \Delta \varphi_0 + I_{E0} \Delta \varphi_E}, \\
a_N = \frac{2}{\tilde{K}_r} \frac{\Delta \varphi_0 (H^3 \tilde{F}_2 \tilde{r})_n}{I_{0N} \Delta \tilde{r}_N + I_{N0} \Delta \tilde{r}_0}, \quad a_S = \frac{2}{\tilde{K}_r} \frac{\Delta \varphi_0 (H^3 \tilde{F}_2 \tilde{r})_s}{I_{0S} \Delta \tilde{r}_0 + I_{S0} \Delta \tilde{r}_S}
\end{aligned} \quad 2-59$$

und dem Konstantenvektor

$$\begin{aligned}
S_0 = \tilde{r}_0 \Delta \tilde{r}_0 \left[\left(H \frac{\tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_w - \left(H \frac{\tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_e \right] + \Delta \varphi_0 Re_0^* \left[H_n^3 \left(\tilde{F}_4 - \tilde{F}_3 + \frac{\tilde{F}_3 \tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_n \dots \right. \\
\left. - H_s^3 \left(\tilde{F}_4 - \tilde{F}_3 + \frac{\tilde{F}_3 \tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right)_s \right] + \frac{H_0}{\Delta \tilde{t}} \tilde{r}_0 \Delta \tilde{r}_0 \Delta \varphi_0 - \frac{(H_0 F_0)^{\tilde{t}-\Delta \tilde{t}}}{\Delta \tilde{t}} \tilde{r}_0 \Delta \tilde{r}_0 \Delta \varphi_0.
\end{aligned} \quad 2-60$$

Auch die Diskretisierung der Energiegleichung erfolgt mit der Finite-Volumen-Methode über Schmierfilm, Spurscheibe und Segment entsprechend der Partitionierung nach Abbildung 2-8. Ein zugehöriges Kontrollvolumen ist ebenfalls exemplarisch dargestellt.



$$\begin{aligned}
&= - \int_V \int_{t_0}^{t_1} \frac{\psi}{PrRe_0} \left(\frac{1}{\bar{r}^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\bar{\lambda}_{eff} FH \frac{\partial \vartheta}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{\lambda}_{eff} FH \frac{\partial \vartheta}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\bar{\lambda}_{eff} FH \frac{\partial \vartheta}{\partial \bar{y}} \right) \right) d\bar{t} d\bar{V} \\
&\quad + \int_V \int_{t_0}^{t_1} F \frac{K_t}{H} \tilde{\Phi} d\bar{t} d\bar{V}.
\end{aligned}$$

Daraus kann die algebraische Gleichung für ein Kontrollvolumen abgeleitet werden

$$S_0 = a_0 \vartheta_0 + a_W \vartheta_W + a_E \vartheta_E + a_N \vartheta_N + a_S \vartheta_S + a_T \vartheta_T + a_B \vartheta_B. \quad 2-61$$

Für den Konstantenvektor S_0 folgt aus Dissipation und zeitlicher Änderung

$$\begin{aligned}
S_0 &= \Delta \varphi_0 \Delta \tilde{y}_0 \Delta \bar{r}_0 \bar{r}_0 K_t F_0 \frac{1}{8} \frac{1}{\Delta \tilde{y}_0^2} \left[\frac{\bar{\mu}_w}{H_w} (\bar{u}_{\varphi B_w} - \bar{u}_{\varphi T_w})^2 + \frac{\bar{\mu}_e}{H_e} (\bar{u}_{\varphi B_e} - \bar{u}_{\varphi T_e})^2 + \frac{\bar{\mu}_n}{H_n} (\bar{u}_{r B_n} - \bar{u}_{r T_n})^2 \right. \\
&\quad \left. + \frac{\bar{\mu}_s}{H_s} (\bar{u}_{r B_s} - \bar{u}_{r T_s})^2 \right] - \Delta \varphi_0 \Delta \tilde{y}_0 \Delta \bar{r}_0 \bar{r}_0 H_0 \frac{F_0^{\bar{t}-\Delta \bar{t}}}{\Delta \bar{t}}.
\end{aligned} \quad 2-62$$

Das Diagonalelement a_0 folgt aus der Summe der Nicht-Diagonaleinträge und der zeitlichen Änderung a_t

$$a_0 = -a_W - a_E - a_N - a_S - a_T - a_B - a_t. \quad 2-63$$

Zur numerischen Stabilisierung der Konvektions- und Diffusionsterme der Energiegleichung wird ein Hybrid-Schema verwendet, wie es in [70] beschrieben ist. Dabei wird entsprechend der Peclet-Zahl, die das Verhältnis von konvektiven zu diffusiven Flüssen beschreibt, zwischen Upwind- und zentralem Differenzenschema gewechselt. Für das Hybridschema gilt dabei ein Grenzwert der Peclet-Zahl von 2. Bei Beträgen größer als 2 reduziert sich das Verfahren auf das Upwind-Schema, wobei der Diffusionsterm vernachlässigt wird, für Beträge kleiner als 2 wird das zentrale Differenzenschema verwendet. Die Nebendiagonalelemente sind definiert als

$$\begin{aligned}
a_W &= D_w \max \left(-Pe_w, 1 - \frac{Pe_w}{2}, 0 \right), & a_E &= D_e \max \left(-Pe_e, 1 - \frac{Pe_e}{2}, 0 \right), \\
a_N &= D_n \max \left(-Pe_n, 1 - \frac{Pe_n}{2}, 0 \right), & a_S &= D_s \max \left(-Pe_s, 1 - \frac{Pe_n}{2}, 0 \right), \\
a_B &= D_b \max \left(-Pe_b, 1 - \frac{Pe_b}{2}, 0 \right), & a_T &= D_t \max \left(-Pe_t, 1 - \frac{Pe_t}{2}, 0 \right), \\
a_t &= \frac{\bar{r}_0 \Delta \bar{r}_0 \Delta \varphi_0 \Delta \tilde{y}_0 H_0 F_0^{\bar{t}-\Delta \bar{t}}}{\Delta \bar{t}}.
\end{aligned} \quad 2-64$$

Die Nebendiagonalelemente enthalten die Konduktionskoeffizienten

$$D_{w,e} = \frac{\Delta\tilde{y}_0\Delta\tilde{r}_0}{\tilde{r}_0} \frac{\psi}{PrRe_0} \frac{\bar{\lambda}_{w,e}F_{w,e}H_{w,e}}{\frac{\Delta\varphi_0}{2} + \frac{\Delta\varphi_{w,e}}{2}}, \quad D_{n,s} = \Delta\varphi_0\Delta\tilde{y}_0 \frac{\psi}{PrRe_0} \frac{\bar{r}_{n,s}\bar{\lambda}_{n,s}F_{n,s}H_{n,s}}{\frac{\Delta\tilde{r}_0}{2} + \frac{\Delta\tilde{r}_{n,s}}{2}}, \quad 2-65$$

$$D_{b,t} = \frac{\Delta\tilde{r}_0\Delta\varphi_0}{H_0} \frac{\tilde{r}_0F_0}{PrRe_0} \frac{\bar{\lambda}_{b,t}}{\frac{\Delta\tilde{y}_0}{2} + \frac{\Delta\tilde{y}_{B,T}}{2}}$$

und die Pecletzahlen

$$Pe_{w,e} = \frac{\dot{V}_{w,e}}{D_{w,e}}, \quad Pe_{n,s} = \frac{\dot{V}_{n,s}}{D_{n,s}}, \quad Pe_{b,t} = \frac{\dot{V}_{b,t}}{D_{b,t}}. \quad 2-66$$

Die westlichen \dot{V}_w bzw. östlichen \dot{V}_e und die nördlichen \dot{V}_n bzw. südlichen \dot{V}_s Volumenströme werden wie folgt berechnet

$$\dot{V}_{w,e} = \Delta\tilde{r}_0\Delta\tilde{y}_0F_{w,e}H_{w,e}\bar{u}_{\varphi_{w,e}}, \quad \dot{V}_{n,s} = \Delta\varphi_0\Delta\tilde{y}_0\bar{r}_{n,s}F_{n,s}H_{n,s}\bar{u}_{r_{n,s}}. \quad 2-67$$

Die oberen und unteren Volumenströme addieren sich aus den Volumenströmen von Gleichung 2-67, wobei die no-slip Bedingungen an Segment und Spurscheibe berücksichtigt werden muss, zu

$$\dot{V}_b = \dot{V}_n + \dot{V}_s + \dot{V}_w + \dot{V}_e + \dot{V}_t. \quad 2-68$$

Segment und Spurscheibe

Die Integration der Wärmeleitungsgleichung im Segment ergibt

$$\begin{aligned} \int_{t_0}^{t_1} \int_V \frac{\partial\vartheta}{\partial\tilde{t}_{Seg}} dt dV &= \int_{t_0}^{t_1} \int_V \bar{b}_{Seg} \frac{1}{\tilde{r}^2} \frac{\partial^2\vartheta}{\partial\varphi^2} dt dV + \int_{t_0}^{t_1} \int_V \bar{b}_{Seg} \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial\tilde{r}} \left(\tilde{r} \frac{\partial\vartheta}{\partial\tilde{r}} \right) dt dV \\ &+ \int_{t_0}^{t_1} \int_V \frac{1}{\bar{b}_{Seg}} \frac{\partial^2\vartheta}{\partial\tilde{y}^2} dt dV. \end{aligned}$$

Daraus folgt die algebraische Gleichung

$$S_0 = a_0\vartheta_0 + a_w\vartheta_w + a_e\vartheta_e + a_n\vartheta_n + a_s\vartheta_s + a_t\vartheta_t + a_b\vartheta_b \quad 2-69$$

mit dem Konstantenvektor

$$S_0 = \frac{\bar{r}_0 \Delta \bar{r}_0 \Delta \varphi_0 \Delta \bar{y}_{seg_0} \vartheta_0^{\bar{t}-\Delta \bar{t}}}{\bar{t}_{seg}} \quad 2-70$$

und

$$a_0 = -a_W - a_E - a_N - a_S - a_T - a_B - a_\tau. \quad 2-71$$

Mit den Nebendiagonaleinträgen

$$\begin{aligned} a_{W,E} &= \frac{1}{\bar{r}_0} \bar{b}_{seg_{W,E}} \frac{\Delta \bar{y}_{seg_0} \Delta \varphi_0}{\frac{\Delta \varphi_0}{2} + \frac{\Delta \varphi_{W,E}}{2}}, & a_{N,S} &= \bar{r}_{N,S} \bar{b}_{seg_{N,S}} \frac{\Delta \bar{y}_{seg_0} \Delta \varphi_0}{\frac{\Delta \bar{r}_0}{2} + \frac{\Delta \bar{r}_{N,S}}{2}}, \\ a_{B,T} &= \frac{\bar{r}_0}{\bar{b}_{seg_0}} \bar{b}_{seg} \frac{\Delta \bar{r}_0 \Delta \varphi_0}{\frac{\Delta \bar{y}_{seg_0}}{2} + \frac{\Delta \bar{y}_{seg_{B,T}}}{2}}, & a_\tau &= \frac{\bar{r}_0 \Delta \bar{r}_0 \Delta \varphi_0 \Delta \bar{y}_{seg_0}}{\bar{t}_{seg}}. \end{aligned} \quad 2-72$$

Die Integration der Spurscheibe

$$\int_V \int_{t_0}^{t_1} \frac{\partial \vartheta}{\partial \bar{t}_{ss}} dt dV = \int_V \int_{t_0}^{t_1} \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial \bar{r}} \right) dt dV + \int_V \int_{t_0}^{t_1} \bar{b}_{ss}^2 \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \bar{y}^2} dt dV$$

liefert die algebraische Gleichung

$$S_0 = a_0 \vartheta_0 + a_N \vartheta_N + a_S \vartheta_S + a_T \vartheta_T + a_B \vartheta_B. \quad 2-73$$

Mit dem Konstantenvektor S_0

$$S_0 = \frac{\bar{r}_0 \Delta \bar{r}_0 \Delta \bar{y}_{seg_0} \vartheta_0^{\bar{t}-\Delta \bar{t}}}{\bar{t}_{ss}}, \quad 2-74$$

sowie den Haupt-

$$a_0 = -a_N - a_S - a_T - a_B - a_\tau \quad 2-75$$

und Nebendiagonaleinträgen.

$$\begin{aligned} a_{N,S} &= \frac{\bar{r}_{N,S} \Delta \bar{y}_{ss_0}}{\frac{\Delta \bar{r}_0}{2} + \frac{\Delta \bar{r}_{N,S}}{2}}, & a_{B,T} &= \bar{b}_{ss}^2 \frac{\bar{r}_0 \Delta \bar{r}_0}{\frac{\Delta \bar{y}_{ss_0}}{2} + \frac{\Delta \bar{y}_{ss_{B,T}}}{2}}, & a_\tau &= \frac{\bar{r}_0 \Delta \bar{r}_0 \Delta \bar{y}_{ss_0}}{\bar{t}_{ss}}. \end{aligned} \quad 2-76$$

2.5.10 Kopplung und Programmablauf

Um die realen Betriebsparameter von Axialgleitlagern zu berechnen, müssen des Weiteren die Lagerrandbedingungen iteriert werden, die nicht direkt in der Reynolds- oder Energiegleichung vorgegeben werden können, wie beispielsweise Lagerlast oder Volumenstrom. Die hergeleiteten algebraischen Gleichungen 2-57 bis 2-76 müssen hierzu in eine mechanische, hydraulische und energetische Kopplung eingebettet werden. Die mechanische Kopplung erfolgt hierbei über die Einführung der in Kapitel 2.5.3 beschriebenen Spaltfunktion, die abhängig von den Bewegungsfreiheitsgraden des Systems ist. Dabei ist es die Aufgabe der mechanischen Kopplung, das Kräftegleichgewicht über die Spalthöhe so herzustellen, dass die Summe der Schmierfilmkräfte der axialen Gesamtbelastung entsprechen [60]. Die hydraulische Kopplung vollzieht sich über die Regelung des Zufuhrvolumenstroms durch iteratives Einstellen der Zuführrandbedingungen. Dabei muss iterativ eine ausgeglichene Volumenstrombilanz eingestellt werden. Generell gilt, dass sich der vorgegebene Zufuhrdruck in den Schmierstofftaschen proportional zum Zufuhrvolumenstrom verhält. Die hydraulische Kopplung ist dann erfüllt, wenn die dem Lager zugeführte Ölmenge der Summe der aus den Schmierfilmen austretenden Strömen entspricht. Die energetische Kopplung erfolgt über die Bilanzierung der Wärmeströme. Die Wärmebilanz ist dann erfüllt, wenn die im Lager entstehende dissipative Wärmemenge, die an die Umgebung abgegebenen konduktiven und konvektiven Wärmemengen entspricht. Bei Berücksichtigung des konjugierten Wärmeübergangs an den Grenzflächen von Festkörper und Schmierfilm muss die Wärmebilanz nicht iteriert werden, sondern folgt direkt aus der Lösung des Gleichungssystems. Damit ergibt sich das Ablaufdiagramm nach Abbildung 2-9. Die Lösung der algebraischen Gleichungen und Kopplung in einem mechanischen, hydraulischen und energetischen System sind in dem am ITR entwickelten Gleitlagerberechnungsprogramm COMBROS A umgesetzt. COMBROS A ermöglicht damit eine nichtisotherme Berechnung statischer und dynamischer Lagerkennwerte einfach und doppeltwirkender Axiallager [4].

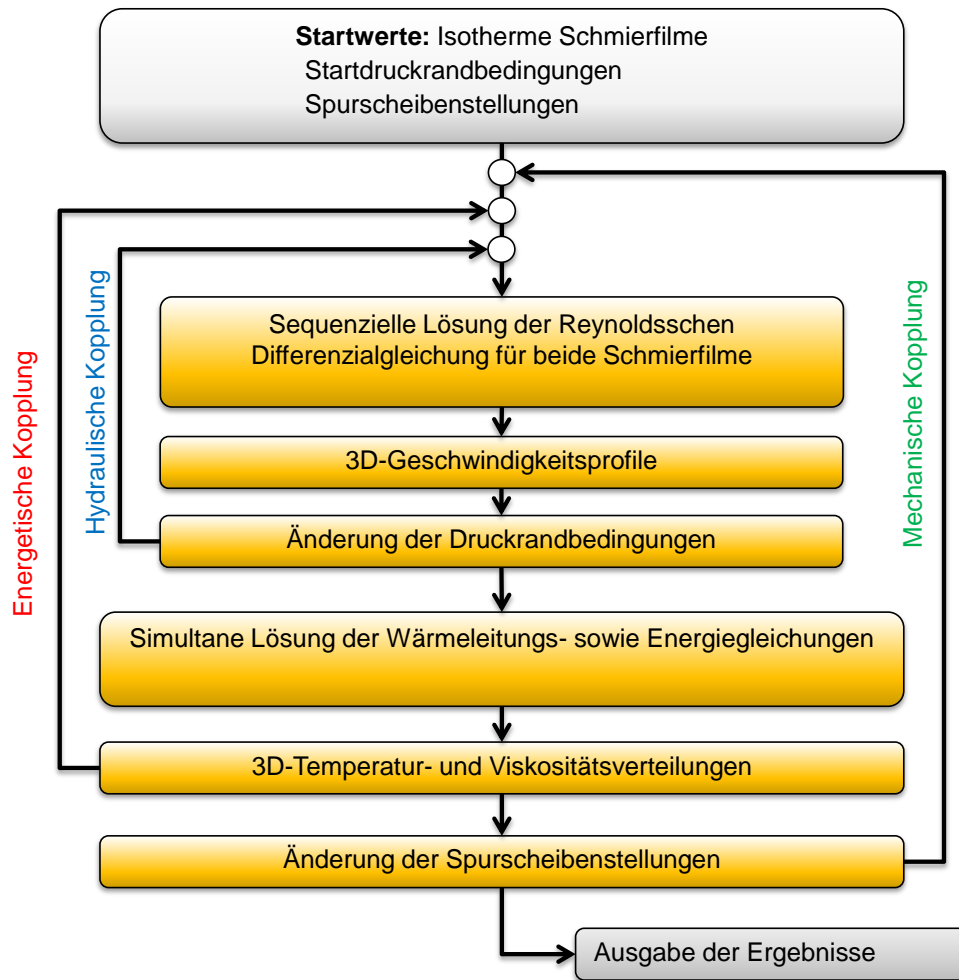


Abbildung 2-9: Ablaufdiagramm COMBROS A [4]

3. Axialgleitlageruntersuchung am Abgasturbolader

Zur Modellerweiterung von Axialgleitlagern in Abgasturboladern wird ein real ausgeführtes doppelwirkendes Axiallager mit zentraler Zuführung als Untersuchungsobjekt herangezogen. Das untersuchte Axiallager und die dazugehörige Rumpfguppe des Abgasturboladers ist in Abbildung 3-1 zu sehen.

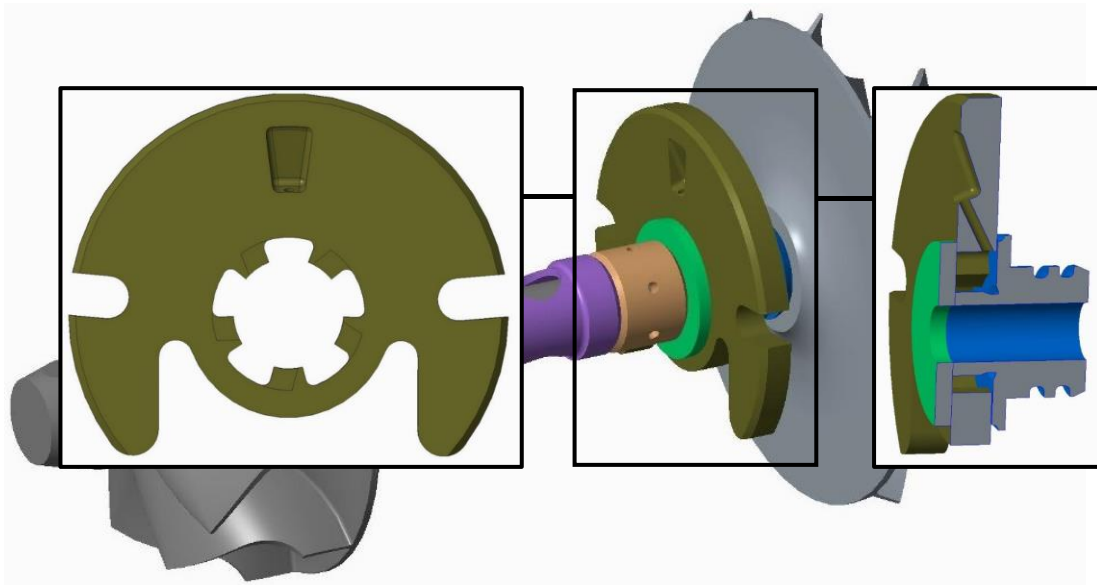


Abbildung 3-1: Rumpfguppe des untersuchten Abgasturboladers mit Axiallager (links) und Spurscheibe (rechts)

In Abbildung 3-2 ist der innere Aufbau des doppelwirkenden Axialgleitlagers schematisch dargestellt. Der Schmierstoff wird über eine zentrale Bohrung in den Ölverteilteraum zwischen Lagersegment, Welle und Spurscheibe zugeführt, von wo aus eine Aufteilung auf beide Lagerspalte erfolgt. Aufgrund der geometrischen Ausdehnung sind die Vereinfachungen der Reynoldsgleichung für den Ölverteilteraum ungültig, weshalb dieser Strömungsbereich nicht mit Hilfe des Gleitlagerberechnungsprogrammes COMBROS A abgebildet werden kann. Da in Folge dessen die hydraulischen und thermischen Randbedingungen unbekannt sind, kann weder der Gesamtvolumenstrom noch die quantitative Aufteilung des Schmiermittels auf die beiden Lagerseiten bestimmt werden, was zu erheblichen Unsicherheiten bei der Berechnung der relevanten Lagerkennwerte führt. Um den Gesamtvolumenstrom sowie die Aufteilung des Volumenstroms auf die einzelnen Lagerseiten quantifizierbar zu machen, wird der vollständige Strömungsbereich des Axiallagers daher zunächst mit Hilfe eines numerischen Strömungslösers auf Grundlage der vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen

berechnet, wobei die wesentlichen Betriebsparameter im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse variiert werden, sodass umfangreiche Daten zur Verifizierung zur Verfügung stehen. Parallel werden die strömungsmechanischen Effekte, die die Aufteilung des Volumenstroms auf die beiden Lagerseiten wesentlich beeinflussen, detailliert ausgewertet und Modelle zur Erweiterung des Gleitlagerberechnungsprogrammes abstrahiert und implementiert.

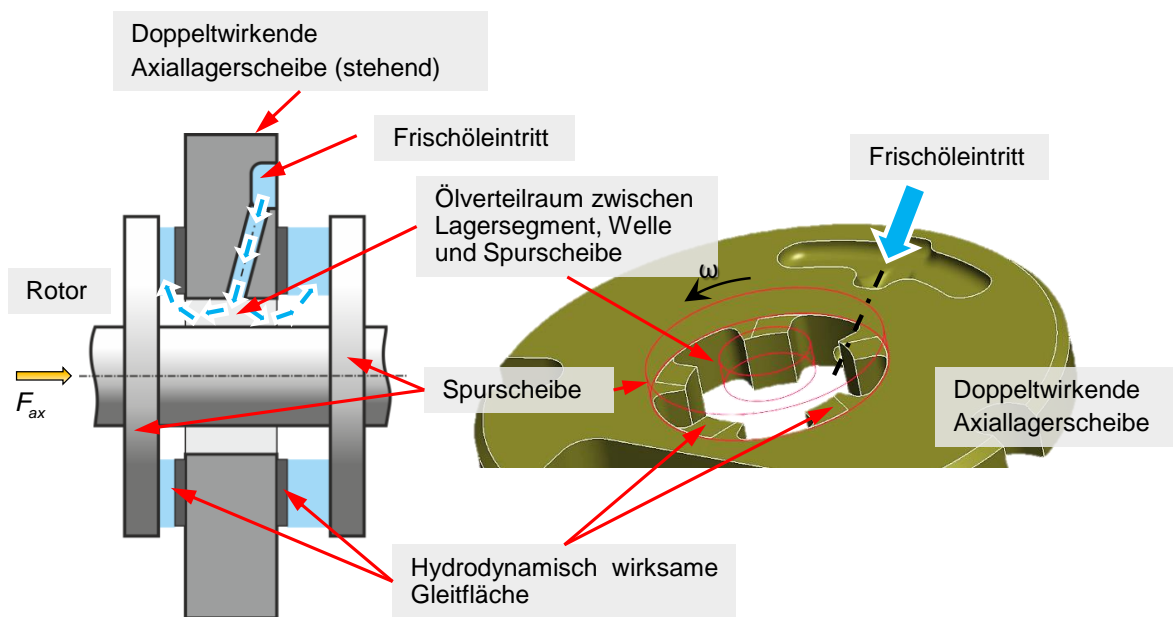


Abbildung 3-2: Schematische Darstellung des ATL-Axiallagers mit Ölverteilaum (links) und konstruktiver Ausführung des untersuchten ATL-Axiallagers mit doppeltwirkenden Lagersegmenten [90]

Das erweiterte Berechnungsmodell wird im Anschluss mit Hilfe der Sensitivitätsanalysen verifiziert. Der zugehörige Abgasturbolader wird umfangreich instrumentiert und auf einem Heißgasprüfstand vermessen, sodass des Weiteren umfassende thermische Randbedingungen zur Validierung der erweiterten Axial- und Radiallagermodelle zur Verfügung stehen. Gleichzeitig dient das erweiterte Berechnungsmodell als Grundlage der Untersuchung zu thermischen Wechselwirkungen der Lagerstellen mit der Systemumgebung des Abgasturboladers.

3.1 Modellbildung

Um die Sensitivitätsanalysen am Axialgleitlager mit Hilfe des kommerziellen Programmpaketes ANSYS CFX durchzuführen, muss zunächst ein geeignetes Rechengitter generiert werden. Die Erstellung des Rechengitters erfolgt mit der kommerziellen

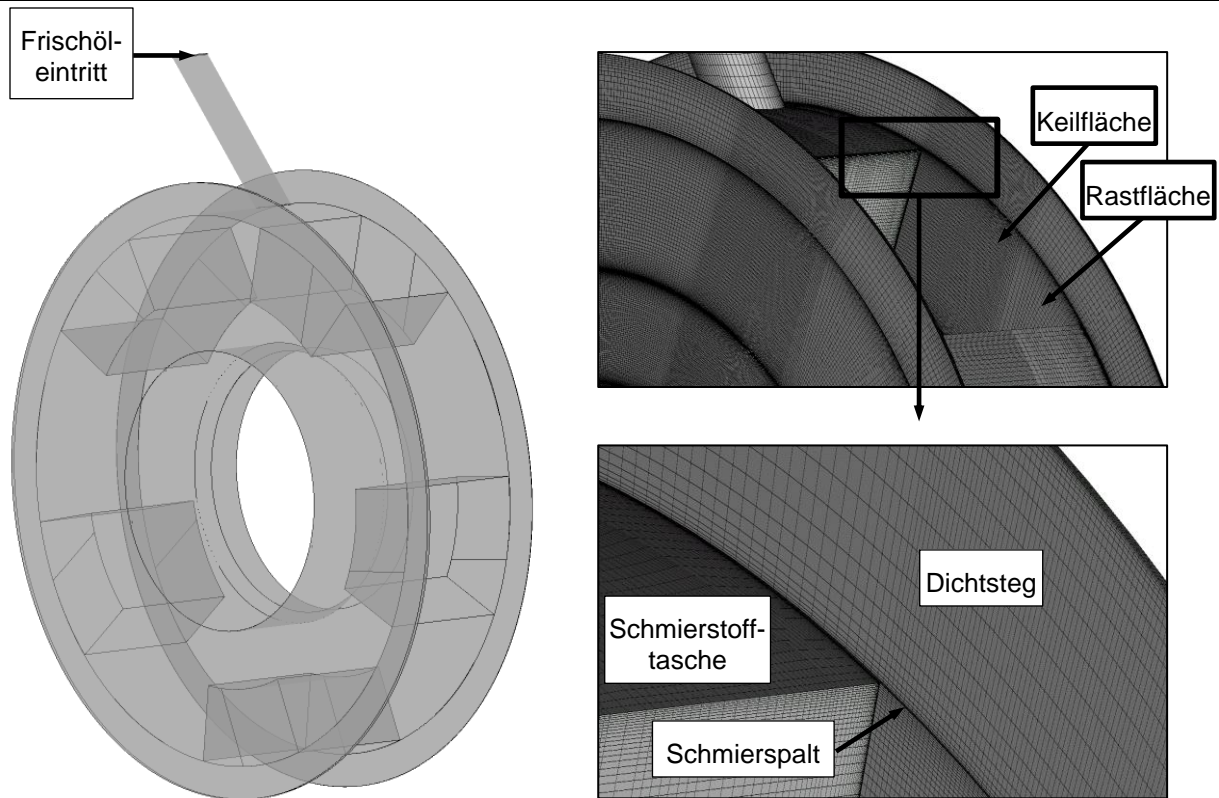


Abbildung 3-3: Fluidmodell des Axiallagers (links) und vergrößerte Darstellung des Schmierspalt (rechts)

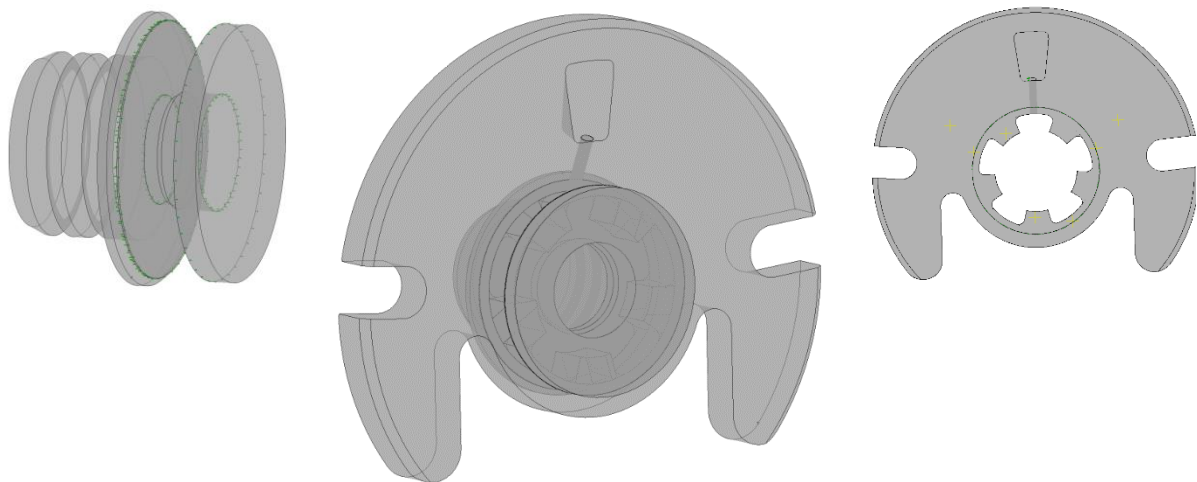


Abbildung 3-4: Spurscheibe (links), Axiallager (rechts) und CHT-Gesamtmodell mit Fluid (mitte)

3.2 Sensitivitätsanalysen des Fluidmodells

Zur Entwicklung eines ATL-Axiallagermodells in COMBROS A werden die wesentlichen Einflussgrößen der Simulation Drehzahl, Viskosität, Zufuhrdruck und Spaltweite im Folgenden variiert und deren Einfluss auf die Lagerkennwerte untersucht. Die Bestimmung der Volumenströme an den einzelnen Lagerseiten stellt zwar messtechnisch eine Herausforderung dar, sie kann jedoch mit einfachen Mitteln aus den Strömungs-

simulationen ermittelt werden. Während Drehzahl, Viskosität und Zuführdruck Randbedingungen der numerischen Simulation darstellen, kann eine Variation der Spaltweite nicht über die Definition einer physikalischen Randbedingung berücksichtigt werden. Um Simulationen mit der gewünschten Spaltweite durchzuführen, werden die äußeren Grenzflächen eines zentrisch laufenden Fluidmodells mit Hilfe der in CFX implementierten Moving Mesh Funktion [65] so lange verschoben bis die entsprechende Spaltweite zwischen Spurscheibe und Segment eingestellt ist. Die genauen Randbedingungen der Sensitivitätsanalyse sind in Tabelle 3-2 zu finden. Für die Untersuchungen werden die beiden Öle 5W-40 und 0W-20 verwendet. Die Viskositätscharakteristik der verwendeten Öle ist in Abbildung 3-6 (b) dargestellt.

Tabelle 3-2 Randbedingungen der stationären Sensitivitätsanalyse der CFD Rechnungen

Schmierstoff und Schmierstoffzuführung		
Öl	5W-40	0W-20
Dynamische Viskosität bei 40°C	72.25 mPas	38.06 mPas
Dynamische Viskosität bei 100°C	12.16 mPas	7.31 mPas
Öleintrittstemperatur	90°C	90°C
Dichte	850 kg/m ³	845 kg/m ³
Zuführdruck am Einlass – $\Delta p = 2 \text{ bar}$	2/4 bar	
Belastungsdaten		
Spalthöhenvariation - $\Delta h = 5 \text{ }\mu\text{m}$	5 – 40 μm	
Drehzahlvariation - $\Delta n = 25.000 \text{ 1/min}$	25.000 – 175.000 1/min	
Thermische Randbedingungen		
Wände	adiabat	

Für die Sensitivitätsanalysen wird ausschließlich das Fluidmodell ohne die Festkörperbauteile mit adiabaten Wänden, entsprechend Abbildung 3-3, verwendet. Für die Entwicklung eines erweiterten hydraulischen Lagermodells sind die Festkörperbauteile von untergeordneter Bedeutung, da in diesen ausschließlich Wärmeleitung auftritt und dieser physikalische Effekt bereits vollständig im Gleitlagerberechnungsprogramm abgebildet wird. Voruntersuchen zeigen, dass wesentliche Teile der Strömung und des Schmierespalt laminar sind. Die Strömung innerhalb des Ölverteiltrumes ähnelt der Strömung einer rotierenden Scheibe, die in Abbildung 3-5 dargestellt ist. Die Reynoldszahl der rotierenden Scheibe ist dabei definiert als

$$Re_{Scheibe} = \frac{\omega r_a^2 \rho}{\mu}. \quad 3-1$$

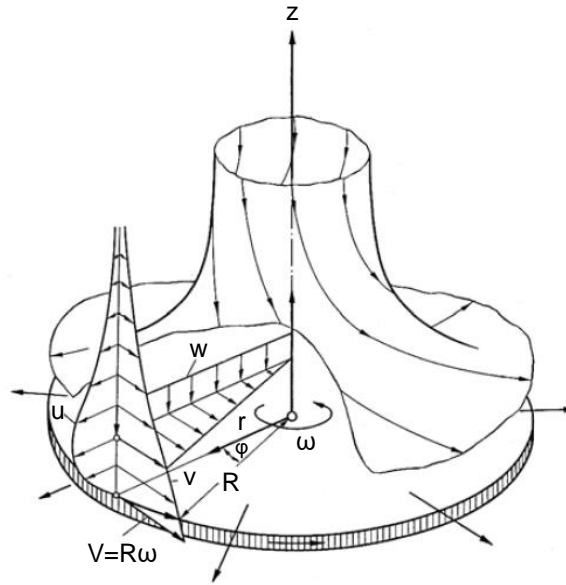


Abbildung 3-5: Strömung in der Umgebung einer in ruhendem Fluid rotierenden Scheibe, Geschwindigkeitskomponenten: u -radial; v -azimutal; w -axial [1]

Nach Abschätzung von Dichte und Viskosität der verwendeten Öle im Ölverteilaum ($\mu = 7.5 \text{ mPas}$, $\rho = 850 \text{ kg/m}^3$) ergibt sich die in Abbildung 3-6 (a) dargestellte Reynoldszahl der rotierenden Scheibe in Abhängigkeit der Drehzahl. Die berechneten Reynoldszahlen bleiben dabei deutlich unterhalb der kritischen Reynoldszahl von $Re_{cr} = 3 \cdot 10^5$, ab der Turbulenz auftritt [1]. Neben der Strömung im Ölverteilaum kann auch die Strömung im Schmier-spalt vereinfacht auf Turbulenz untersucht werden. Vernachlässigt man die Poiseuille-Strömung, deren Anteil auf der unbelasteten Lagerseite aufgrund großer Spaltweiten klein ist, folgt für die Geschwindigkeitsverteilung im Spalt in Umfangs- u_ϕ und Radialrichtung u_r aus Gleichung 2-32 und 2-33 für den isothermen Fall

$$u_\phi(y) = \omega r \left(1 - \frac{y}{h}\right), \quad 3-2$$

$$u_r(y) = -\frac{\rho \omega^2 r}{\mu} \left(-\frac{hy}{4} + \frac{y^2}{2} - \frac{y^3}{3h} + \frac{y^4}{12h^2} \right). \quad 3-3$$

Für die dimensionslosen Volumenströme \bar{q}_ϕ und \bar{q}_r folgt damit

$$\bar{q}_\varphi = \frac{1}{\omega r_m h_B} \int_0^h u_\varphi(y) dy, \quad 3-4$$

$$\bar{q}_r = \frac{1}{\omega r_m h_B} \int_0^h u_r(y) dy. \quad 3-5$$

Die mittlere Reynoldszahl Re_m im Spalt ist definiert als

$$Re_m = \frac{2Re_0 \sqrt{\bar{q}_\varphi^2 + \bar{q}_r^2}}{\mu^*}. \quad 3-6$$

Bei einer minimalen Spalthöhe von $h_{min} = 70 \mu m$ (Summenspiel $h_{total} = 80 \mu m$) ergibt sich die in Abbildung 3-6 (a) berechnete mittlere Reynoldszahl bei Annahme gleicher Viskosität und Dichte wie für die rotierende Scheibe. Die kritische Reynoldszahl im Spalt Re_{cr} beträgt dabei zwischen 1100 und 1300 [5].

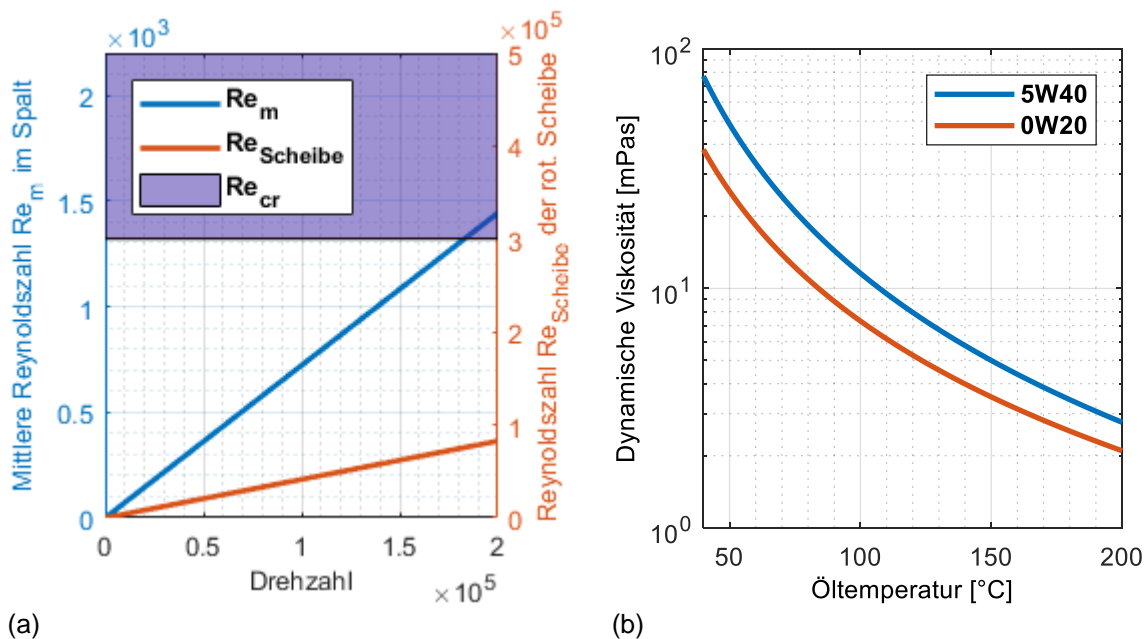


Abbildung 3-6: Reynoldszahl im Schmierpalt und der rotierenden Scheibe in Abhängigkeit der Drehzahl (a) und Viskositätscharakteristik der verwendeten Öle 5W-40 und 0W-20 (b)

Diese wird für die gewählten Werte nur bei hohen Rotordrehzahlen überschritten. Die Strömung innerhalb des Fluidmodells wird deshalb als laminar und einphasig angenommen. Diese Konfiguration ermöglicht zudem den besten Abgleich mit COMBROS A, da die Ergebnisse damit unabhängig von den Modellierungskonstanten der Turbulenz und der Kavitation sind und die Identifikation derjenigen strömungsmechanischen Effekte vereinfacht, die Unterschiede in den Berechnungsergebnissen zwischen COMBROS A und CFX induzieren.

3.2.1 Ergebnisse der Sensitivitätsanalysen

Nachfolgend sind ausgewählte Ergebnisse der Sensitivitätsanalysen des untersuchten Axiallagers dargestellt, die die wesentlichen Abhängigkeiten der Lagerkennwerte von den Variationsgrößen verdeutlichen sollen. In Abbildung 3-7 (a) ist der Volumenstrom über die Zuführbohrung durch das Axiallager in Abhängigkeit der Drehzahl für unterschiedliche Öle und Zuführdrücke bei konstanter Spaltweite dargestellt. Erwartungsgemäß kann eine Zunahme des Gesamtvolumenstroms mit steigender Drehzahl beobachtet werden, der wesentlich aus erhöhter Förderwirkung in radialer Richtung resultiert. Eine Steigerung des Zuführdrucks erhöht den Gesamtvolumenstrom bei gleichbleibender Charakteristik. Die Abbildung zeigt außerdem, dass das niederviskosere Öl 0W-20 aufgrund verbesserter Fließeigenschaften einen höheren Schmierstoffdurchsatz bei sonst gleichen Randbedingungen generiert. In Abbildung 3-7 (b) ist des Weiteren die Tragkraft des doppelwirkenden Axiallagers in Abhängigkeit der Drehzahl für unterschiedliche Öle und Zuführdrücke bei einer konstanter Spaltweite zu sehen. Diese zeigt das typische Verhalten von steigender Tragfähigkeit mit zunehmender Drehzahl bei konstanter Spalthöhe, sowie einer erhöhten Tragkraft des viskoserer Öls 5W-40 gegenüber 0W-20. Die Variation des Zuführdrucks weist dabei nur einen geringen Einfluss auf die Tragkraft des Axiallagers auf.

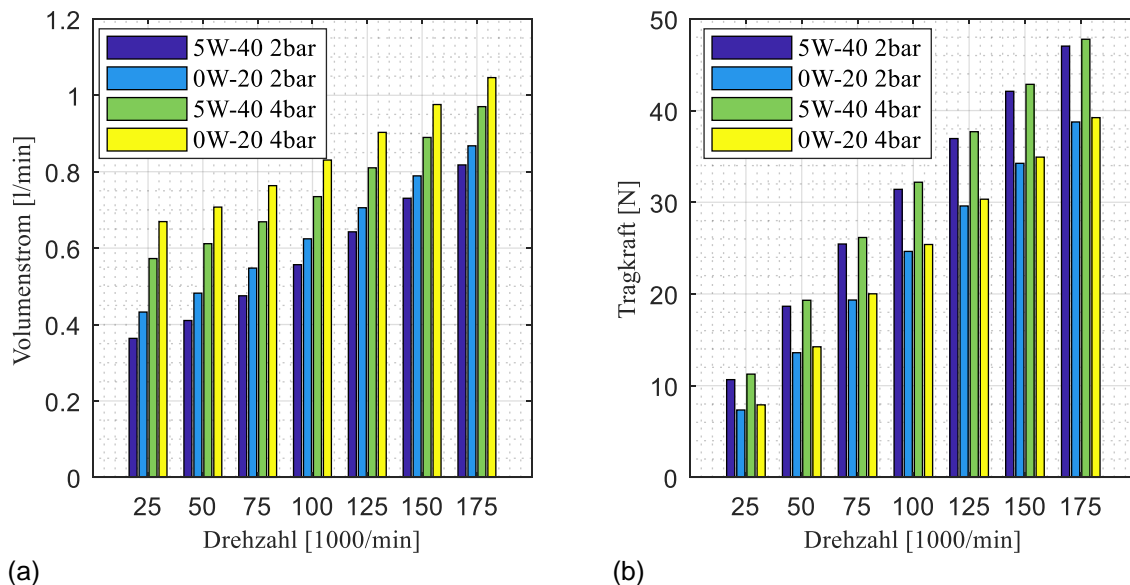


Abbildung 3-7: Zugeführter Volumenstrom (a) und berechnete Tragkraft (b) des Axiallagers in Abhängigkeit der Drehzahl bei konstanter Spalthöhe ($h_{\min}: 10 \mu\text{m}$) für die Öle 5W-40 und 0W-20

In der Abbildung 3-8 ist die prozentuale Aufteilung des Volumenstroms zu den Lagerseiten des Öls 5W-40 in Abhängigkeit der Spaltweite und der Drehzahl dargestellt.

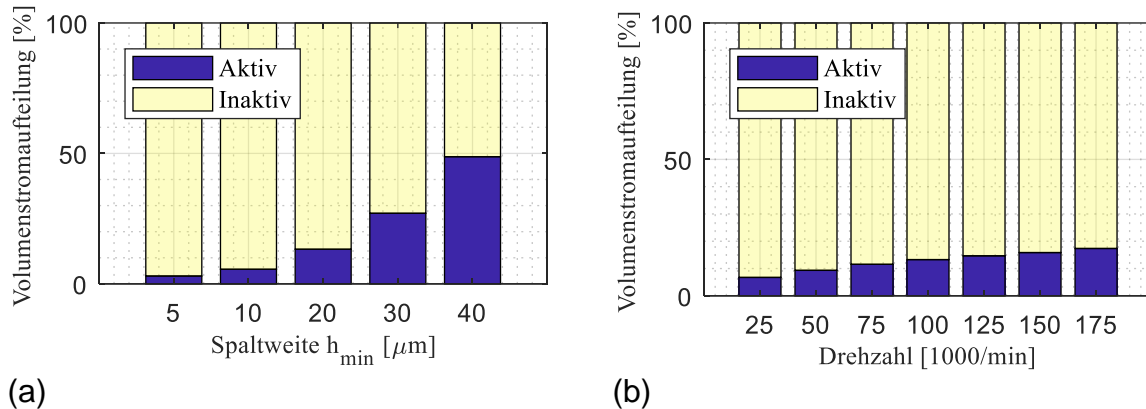


Abbildung 3-8: Prozentuale Volumenstromaufteilung zu den Lagerseiten bei variabler Spaltweite und konstanter Drehzahl von 100.000 1/min (a), sowie variabler Drehzahl und konstanter Spaltweite von $h_{\min}:20 \mu\text{m}$ (b) für 5W-40

Die Auswertung deutet auf eine signifikante Abhängigkeit der Volumenstromaufteilung von der Spalthöhe und auf eine geringer ausgeprägte Abhängigkeit von der Drehzahl hin. Die Sensitivitätsanalysen zeigen des Weiteren nur eine geringe Abhängigkeit von der Viskosität des Öls und des Zufuhrdrucks.

3.3 Modellierung der strömungsmechanischen Phänomene

Die Auswertung der CFD Simulationen zeigt qualitativ erwartete, gleitlagertypische Ergebnisse bei Bestimmung des Gesamtvolumenstroms und der Tragfähigkeit in Abhängigkeit der variierten Einflussgrößen Drehzahl, Spaltweite, Viskosität und Zufuhrdruck. Allerdings kann die Aufteilung des Volumenstroms zu den einzelnen Lagerseiten für den untersuchten Lagertyp bisher nicht mit COMBROS A vorhergesagt werden [43], sodass gemutmaßt werden kann, dass bisher unberücksichtigte physikalische Phänomene die durch die Reynoldsgleichung beschriebene Strömung im Schmierpalt wesentlich beeinflussen. Da nicht alle Einflussgrößen bekannt sind, ist die Bestimmung der Aufteilung des Volumenstroms über ein statisches Analyseverfahren nicht zielführend. Daher wird im Folgenden der allgemeingültigere Ansatz über Modellierung der strömungsmechanischen Phänomene verfolgt. Um die Aufteilung des Volumenstroms vorherzuberechnen müssen die bisher unberücksichtigten Strömungsphänomene, die nicht direkt von der Reynoldsgleichung beschrieben werden, analysiert, physikalisch vereinfacht modelliert und anschließend implementiert werden. Die detaillierte Auflösung der Strömungsgrößen auf Grundlage der Navier-Stokes Gleichungen liefern daher wichtige Hinweise auf die notwendigen Erweiterungen, um die Aussagesicherheit von Gleitlagerberechnungsprogrammen auf Grundlage der Reynoldsgleichung weiter zu verbessern und das Gleitlagerberechnungsprogramm für den Einsatz in Turboladern zu qualifizieren.

3.3.1 Analyse und Modifikation des Geschwindigkeitsprofils in der Tasche

Eine Besonderheit des untersuchten Axiallagers mit zentraler Ölzuführung ist die große Ausdehnung der Schmierstofftaschen, die direkt mit dem zentralen Ölverteilteraum gekoppelt sind und von dort mit Schmieröl versorgt werden. Eine Auswertung der Geschwindigkeitsprofile der numerischen Strömungssimulation in Abbildung 3-9 zeigt die komplexe wirbelbehaftete Strömung, die sich innerhalb des Ölverteilteraumes ausbildet. Aufgrund der Komplexität der Strömung kann der Druckverlust im Ölverteilteraum nicht analytisch bestimmt werden, sodass bei Kenntnis des Zuführdrucks am Einlass der Zuführbohrung keine Aussage über den Taschendruck für das Gleitlagerberechnungsprogramm gemacht werden kann. Damit ist die Bestimmung des Gesamtvolumenstromes bei ausschließlicher Kenntnis des Zuführdrucks mit COMBROS A nicht möglich. Da Ölverteilteraum und Zuführtasche direkt ineinander übergehen, beeinflusst die Strömung im Ölverteilteraum die Taschenströmung erheblich. Der Diskretisierungsbereich von COMBROS A schließt den Ölverteilteraum nicht mit ein. Die Charakteristik der Strömung geht lediglich als Druckrandbedingung in die Reynoldsgleichung mit ein.

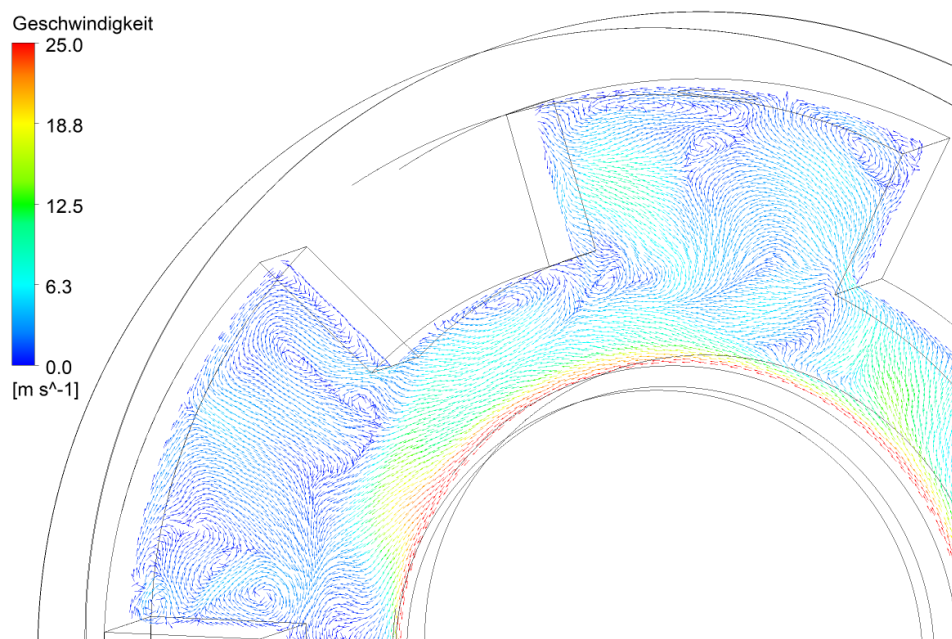


Abbildung 3-9: Geschwindigkeitsverteilung als Vektorplot im Ölverteilteraum, Drehzahl n : 170.000 1/min, Öl: 5W-20, Zuführdruck p_{zu} : 2 bar

Da die Reynoldsgleichung die Strömung in der Tasche nicht berechnet, muss diese für die Lösung der Energiegleichung modelliert werden. Hierzu wird das bisher in COMBROS A implementierte Modell zur Berechnung der Taschenströmung [75] auf

Grundlage der Strömung einer rotierenden Scheibe erweitert, die in Abbildung 3-5 dargestellt ist. Bei der Strömung an einer rotierenden Scheibe wird das Fluid durch Reibung und die Haftbedingung an der Wand in Scheibennähe durch Zentrifugalkräfte nach außen getrieben. Aufgrund der geltenden Kontinuitätsgleichung wird neues Fluid axial an die Scheibe gesogen. Die Zuführung über den Ölverteiiraum basiert auf diesem Prinzip. Für diese Strömung existiert eine exakte Lösung der Navier Stokes Gleichungen [1]. Mit den Lösungsansätzen

$$u = r\omega F(\zeta), \quad v = r\omega G(\zeta), \quad w = \sqrt{\omega\nu}H(\zeta), \quad \zeta = z\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}, \quad \mathbf{3-7}$$

ergibt sich das folgende System gewöhnlicher Differentialgleichungen aus den Navier-Stokes Gleichungen:

$$2F + H' = 0 \quad \mathbf{3-8}$$

$$2FG + HG' - G'' = 0 \quad \mathbf{3-9}$$

$$F^2 + F'H - G^2 - F'' = 0 \quad \mathbf{3-10}$$

Diskretisiert man Gleichung 3-8, 3-9 und 3-10 mit Verfahren Erster Ordnung erhält man:

$$H_{n+1} = H_n - 2\Delta\zeta F_n \quad \mathbf{3-11}$$

$$F_{n+1} = 2F_n - F_{n-1} + \Delta\zeta^2 F_n^2 + \Delta\zeta^2 H_n \left(\frac{F_n - F_{n-1}}{\Delta\zeta} \right) - \Delta\zeta^2 G_n^2 \quad \mathbf{3-12}$$

$$G_{n+1} = 2G_n - G_{n-1} + 2\Delta\zeta^2 F_n G_n + 2\Delta\zeta^2 H_n \left(\frac{G_n - G_{n-1}}{\Delta\zeta} \right) \quad \mathbf{3-13}$$

Mit den Randbedingungen

$$\zeta = 0: \quad F = 0, G = 1, H = 0, P = 0 \quad \mathbf{3-14}$$

$$\zeta \rightarrow \infty \quad F = 0, G = 0 \quad \mathbf{3-15}$$

und den Funktionswerten F' und G' an der Wand

$$F' = 0.51023, G' = 0.61592 \quad \mathbf{3-16}$$

ergeben sich die in Abbildung 3-10 dargestellten dimensionslosen Geschwindigkeitsverteilungen.

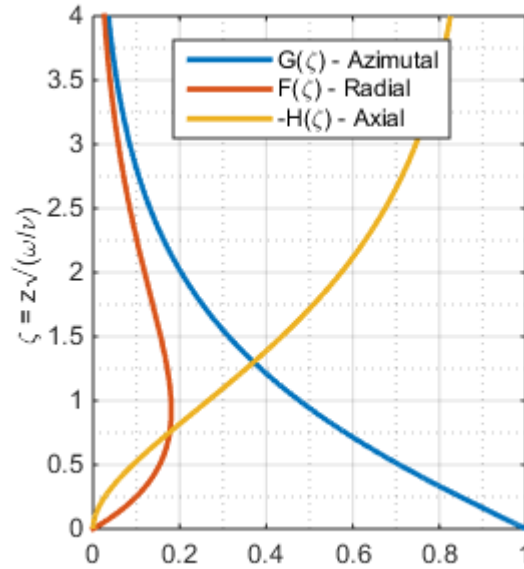


Abbildung 3-10: Dimensionslose Geschwindigkeitsverteilungen an einer in ruhendem Fluid rotierenden Scheibe

Die diskreten Volumenströme der Kontrollvolumina in der Tasche werden mit Hilfe der aus der Strömung an einer rotierenden Scheibe berechneten Geschwindigkeiten wie folgt bestimmt:

$$\dot{V}_{e,w} = v \cdot \Delta A_{rz} = r_{e,w} \cdot \omega \cdot G \left(\sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \cdot z \right) \cdot \Delta r \cdot \Delta z \quad 3-17$$

$$\dot{V}_{n,s} = u \cdot \Delta A_{\varphi z} = r_{n,s} \cdot \omega \cdot F \left(\sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \cdot z \right) \cdot \Delta \varphi \cdot \Delta z \quad 3-18$$

Die Volumenströme $\dot{V}_{t,b}$ lassen sich mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung

$$0 = \dot{V}_e - \dot{V}_w + \dot{V}_t - \dot{V}_b + \dot{V}_n - \dot{V}_s \quad 3-19$$

und folgender Randbedingung bestimmen:

$$\dot{V}_b(\varphi, r, 0) = 0 \quad 3-20$$

3.3.2 Analyse und Modifikation des Taschendrucks unter Berücksichtigung des Staudruckeffektes

In den nachfolgenden Abbildungen sind die Segmentdrücke ausgewählter CFD Simulationen auf der belasteten Lagerseite für unterschiedliche Spalthöhen und Drehzahlen dargestellt. Die Abbildung 3-11 und Abbildung 3-12 zeigen die charakteristische Druckverteilung, die sich in einem Festsegmentlager mit Keil- und Rastfläche ausbildet. Es erfolgt ein Druckanstieg in Umfangsrichtung mit Druckmaximum vor Beginn der Rastfläche auf dem Segment. Bei einer etwas größeren Spalthöhe von $h_{min} = 20 \mu m$ ist

diese charakteristische Druckverteilung auch noch im niedrigeren Drehzahlbereich zu beobachten. In Folge höherer Drehzahlen verändert sich, wie in Abbildung 3-12 (b) zu sehen, die Druckverteilung auf den Segmenten jedoch dahingehend, dass der Segmentanfangsdruck größer wird als der sich ausbildende maximale Druck auf der Keilfläche und sich der Druck in Umfangsrichtung über das Segment langsam abbaut. Bei genauer Betrachtung der Druckverteilungen der einzelnen Segmente fällt zudem auf, dass auf der belasteten Lagerseite bereits zu Beginn des Segmentes ein signifikanter Anfangsdruck am Segment anliegt.

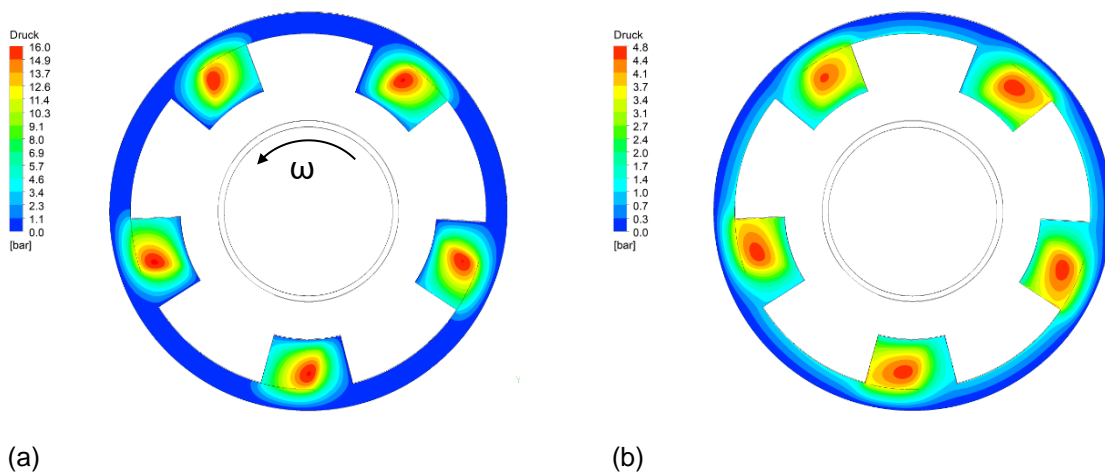


Abbildung 3-11: Druckverteilung der belasteten Lagerseite, n : 50.000 1/min, p_{zu} : 4bar, Öl: 5W40, h_{min} : 10µm (a) / 20µm (b)

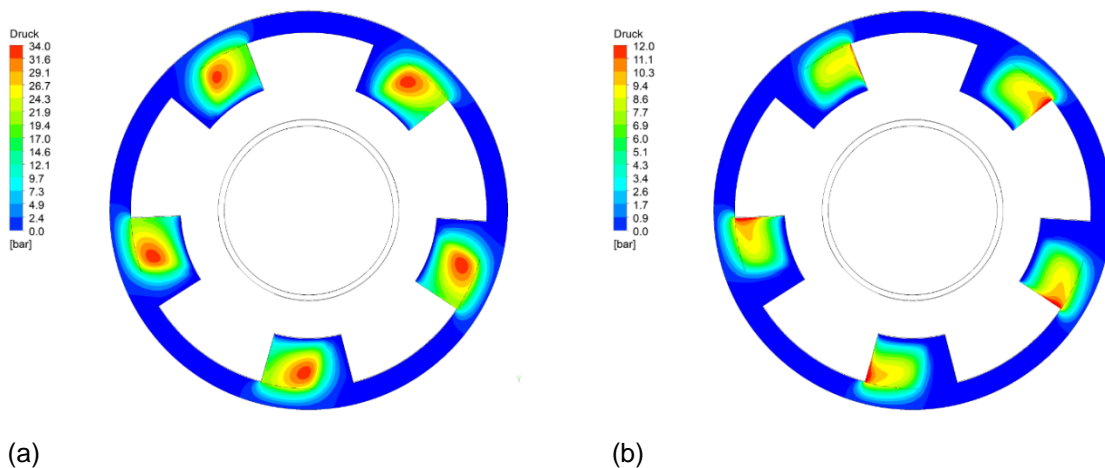


Abbildung 3-12: Druckverteilung der belasteten Lagerseite, n : 175.000 1/min, p_{zu} : 4bar, Öl: 5W40, h_{min} : 10µm (a) / 20µm (b)

Auf der unbelasteten Lagerseite wird, entsprechend der Abbildung 3-13, aufgrund der großen Spaltweiten, die aus dem Summenspiel resultieren, nur ein geringer Tragdruck aufgebaut, dessen Beitrag zur Tragkraft des Lagers im untersuchten Fall vernachlässigt werden kann.

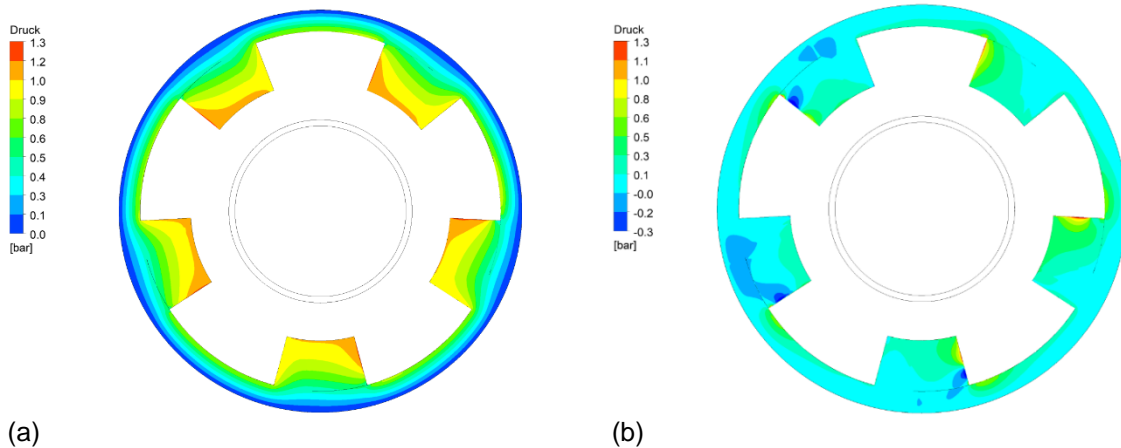


Abbildung 3-13: Druckverteilung der unbelasteten Lagerseite, h_{\min} : 20 μm , p_{zu} : 4bar, Öl: 5W40, n : 25.000 1/min (a)/ 100.000 1/min (b)

Wesentlich verantwortlich für die Ausbildung des Segmentanfangsdruckes ist der Staudruckeffekt in der Schmierstofftasche. Bei Übergang des Schmieröls von der Tasche in den Schmierspalt kommt es dabei an der „Leading Edge“ des Segmentes zu einer teilweisen Umlenkung der sich über dem Umfang ausbildenden Grenzschichtströmung entlang der Vorderkante. Dabei bildet sich, aufgrund der Impulserhaltung, durch eine starke Verzögerung der Strömung bei Übergang in den Spalt am Anfang des Segmentes ein Staudruck aus, der das Druckniveau auf dem Segment und damit die Tragfähigkeit des Lagers signifikant erhöhen kann. Die Phänomenologie ist in Abbildung 3-14 dargestellt.

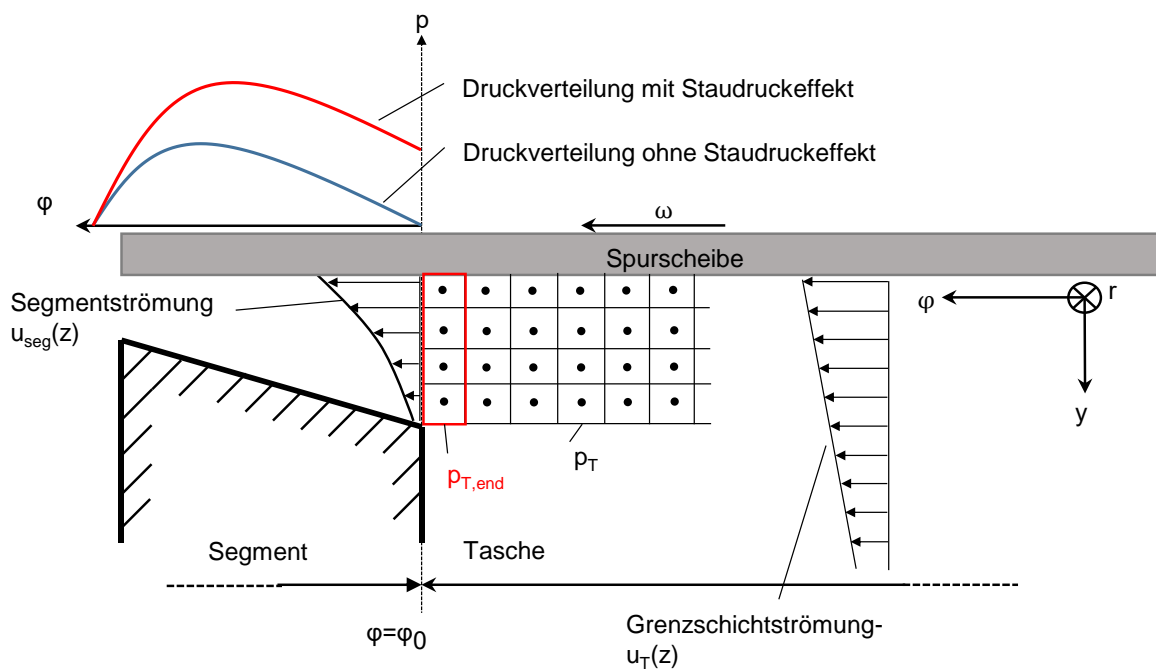


Abbildung 3-14: Staudruckeffekt an der Segmentvorderkante (Leading Edge)

Studien von Rhim et al. [79] und Ettles [80] zeigen, dass der Staudruckeffekt wesentlichen Einfluss auf die Tragfähigkeit von Axiallagern haben kann. In [81] wird die Auswirkung dieses Phänomen ausführlich für Radialgleitlager beschrieben und untersucht. Auch an den in [81] untersuchten Radiallagern zeigt der Staudruckeffekt einen signifikanten Einfluss auf die Druckverteilung der Segmente. Um die Modellierung des Axiallagers zu verbessern, muss dieser Effekt bei der Berechnung der Druckverteilung berücksichtigt werden. Dabei ist zu beachten, dass die Drucksteigerung am Ende der Schmierstofftasche und zu Beginn des Segmentes auftritt. Da die Modellierung des Geschwindigkeitsfeldes in der Tasche und die Druckrandbedingung in der Reynoldsgleichung nicht gekoppelt sind hat die Volumenstrommodifikation in der Tasche des vorherigen Kapitels zunächst keine Auswirkung auf den Taschendruck der Reynoldsgleichung. Die Kopplung muss daher manuell in die Reynoldsgleichung eingebunden werden. Die Druckerhöhung am Taschenende $p_{T,end}$, die im Gleitlagerberechnungsprogramm auf die letzte Kontrollvolumenreihe der Tasche festgesetzt wird, kann mit Hilfe der Bernoulli Gleichung wie folgt berechnet werden:

$$p_{T,end} + \frac{\rho}{2} \left(\frac{1}{h} \int_0^h u_T(y)|_{\varphi=\varphi_0} dy \right)^2 = p_T + \frac{\rho}{2} \left(\frac{1}{h} \int_0^h u_{seg}(y)|_{\varphi=\varphi_0} dy \right)^2 \quad 3-21$$

$$p_{T,end} = p_T + \frac{\rho}{2} \left(\left(\frac{1}{h} \int_0^h u_{seg}(y)|_{\varphi=\varphi_0} dy \right)^2 - \left(\frac{1}{h} \int_0^h u_T(y)|_{\varphi=\varphi_0} dy \right)^2 \right) \quad 3-22$$

Hierbei bezeichnet $p_{T,end}$ die Erhöhung des Druckes am Taschenende und p_T den übrigen Taschendruck. Das Geschwindigkeitsprofil der Taschen u_T und des Spaltes u_{seg} folgen hierbei aus der Lösung der Strömung der rotierenden Scheibe in der Tasche und der Reynoldsgleichung im Segment. Aufgrund der großen Ausdehnung der Segmentlücken wird eine voll ausgebildete Strömung der rotierenden Scheibe am Ende der Schmierstofftasche angenommen. Da die Druckerhöhung $p_{T,end}$ am Ende der Tasche das Geschwindigkeitsprofil des Segmentes u_{seg} beeinflusst, muss der Taschenenddruck in der Reynoldsgleichung in der Folge iterativ eingestellt werden.

3.3.3 Geometrische Anpassung des Segmentmodells

Das thermische Lagermodell von COMBROS A bildet die Spurscheibe, den Spalt und das Segment als Hohlzylinder mit konstantem Wärmeübergang an den Grenzflächen ab. Charakteristisch für das untersuchte Axiallager sind große Segmentlücken innerhalb des Diskretisierungsbereiches des Segmentes, die vom Lagermodell als Festkör-

per berechnet werden. Da in diesen Segmentlücken allerdings kein Festkörper vorhanden ist, wird das Segmentmodell an diesen Stellen entsprechend Abbildung 3-15 angepasst.

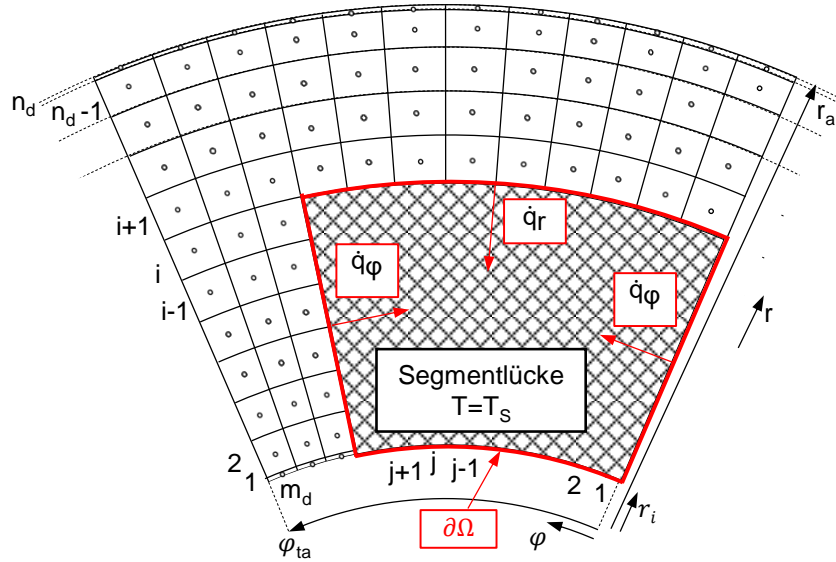


Abbildung 3-15: Modifiziertes Rechengitter des Segmentes mit Berücksichtigung der Segmentlücke

Die Wärmeleitungsgleichung wird dabei für den Diskretisierungsbereich der Segmentlücke aus dem Gleichungssystem entfernt und stattdessen eine konstante Temperatur $T = T_s$ in der Segmentlücke angenommen. Da die Segmentlücke fluidgefüllt ist und die Ränder zwischen Segment und Segmentlücke von Fluid umströmt werden, wird dort ein konvektiver Wärmeübergang mittels eines Wärmeübergangskoeffizienten festgesetzt. Für den radialen Wärmeübergang \dot{q}_r und den Wärmeübergang in Umfangsrichtung \dot{q}_φ an der Grenzfläche gilt

$$\dot{q}_r = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=\partial\Omega} = \alpha (T_s - T_{i,j}), \quad \dot{q}_\varphi = -\lambda \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\partial\Omega} = \alpha (T_s - T_{i,j}). \quad 3-23$$

Die Temperatur in der Segmentlücke $T = T_s$ wird entsprechend der Temperatur aus dem thermischen Taschenmischungsmodell in COMBROS A festgelegt.

3.4 Verifizierung des erweiterten Berechnungsmodells

Zur Verifizierung des erweiterten Berechnungsmodells, im Folgenden als „COMBROS A–Extended“ bezeichnet, erfolgt ein Vergleich mit ausgewählten CFD Ergebnissen. Die untersuchten Randbedingungen sind in Tabelle 3-3 dargestellt. Um den Einfluss der bisher unberücksichtigten strömungsmechanischen Phänomene zu

analysieren, wird zusätzlich das Berechnungsmodell ohne Erweiterungen „COMBROS A–Standard“ herangezogen.

Tabelle 3-3: Randbedingungen der CFD / COMBROS A Simulationen

Schmierstoff und Schmierstoffzuführung		
Öl	5W-40	0W-20
Dynamische Viskosität bei 40°C	72.25 mPas	38.06 mPas
Dynamische Viskosität bei 100°C	12.16 mPas	7.31 mPas
Öleintrittstemperatur	90°C	90°C
Dichte	850 kg/m ³	845 kg/m ³
Zufuhrdruck am Einlass	2 bar	

Belastungsdaten	
Spalthöhe	$h_{min} = 10 \mu\text{m} / 20 \mu\text{m}$
Drehzahl	50.000 – 175.000 1/min

Thermische Randbedingungen	
Wände	Adiabat

In einem ersten Schritt wird die Volumenstromaufteilung zu den beiden Lagerseiten, sowie die Tragkraft zwischen CFX und COMBROS A in Abbildung 3-16 bis Abbildung 3-19 verglichen. Für die Simulationen von COMBROS A wird bei Iteration des vorgegebenen Gesamtvolumenstroms ein gemeinsamer Taschendruck an beiden Lagerseiten angenommen.

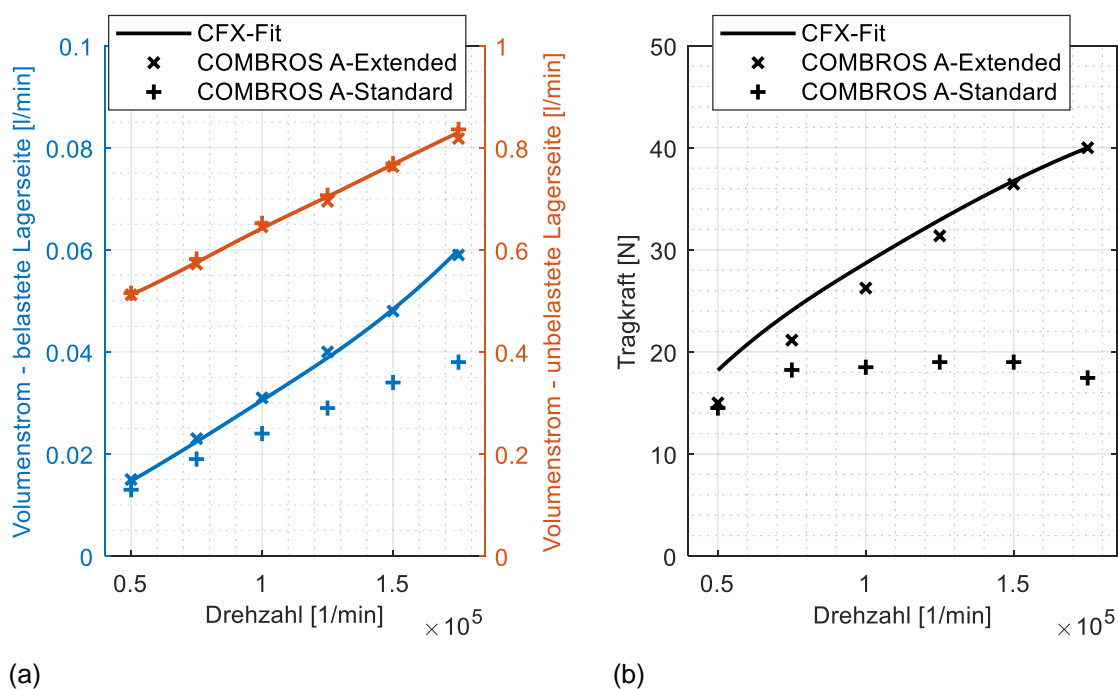
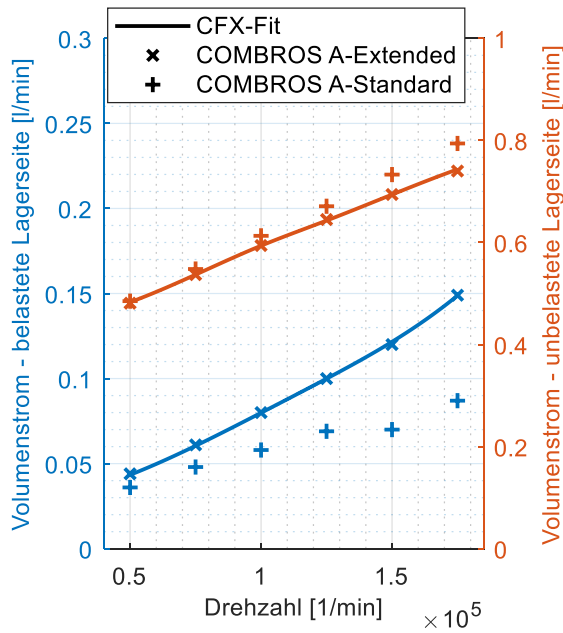
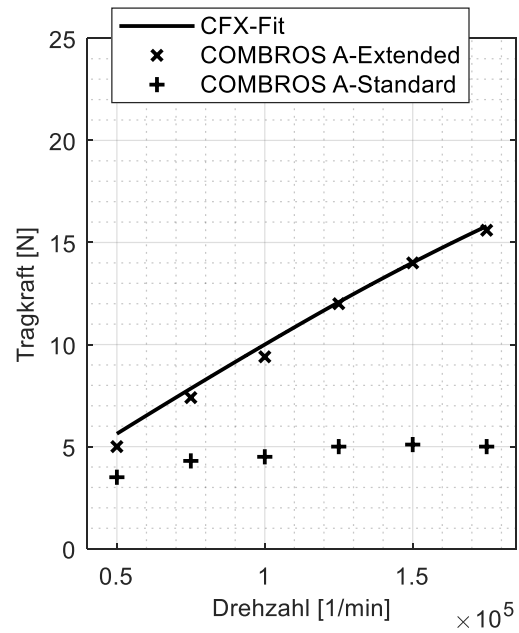


Abbildung 3-16: Volumenstromaufteilung zu den Lagerseiten (a) und Tragkraft (b) des untersuchten Axiallagers, h_{min} : 10 μm , Öl: 5W-40

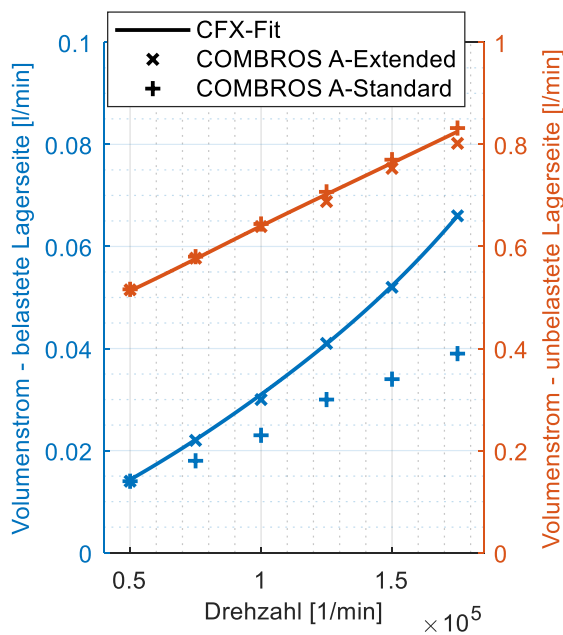


(a)

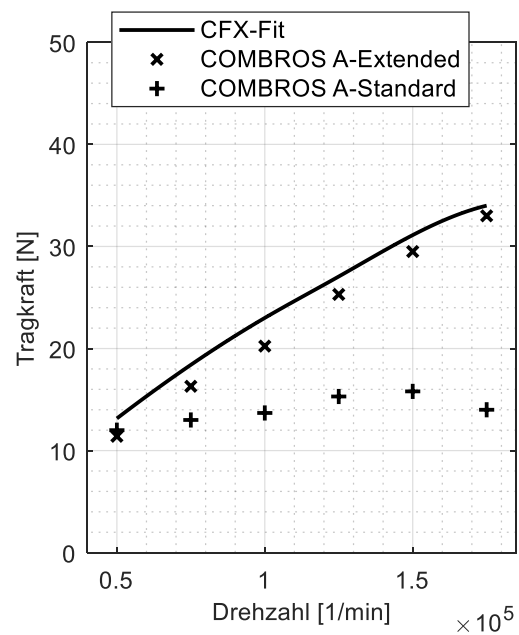


(b)

Abbildung 3-17: Volumenstromaufteilung zu den Lagerseiten (a) und Tragkraft (b) des untersuchten Axiallagers, h_{\min} : 20 μm , Öl: 5W-40



(a)



(b)

Abbildung 3-18: Volumenstromaufteilung zu den Lagerseiten (a) und Tragkraft (b) des untersuchten Axiallagers, h_{\min} : 10 μm , Öl: 0W-20

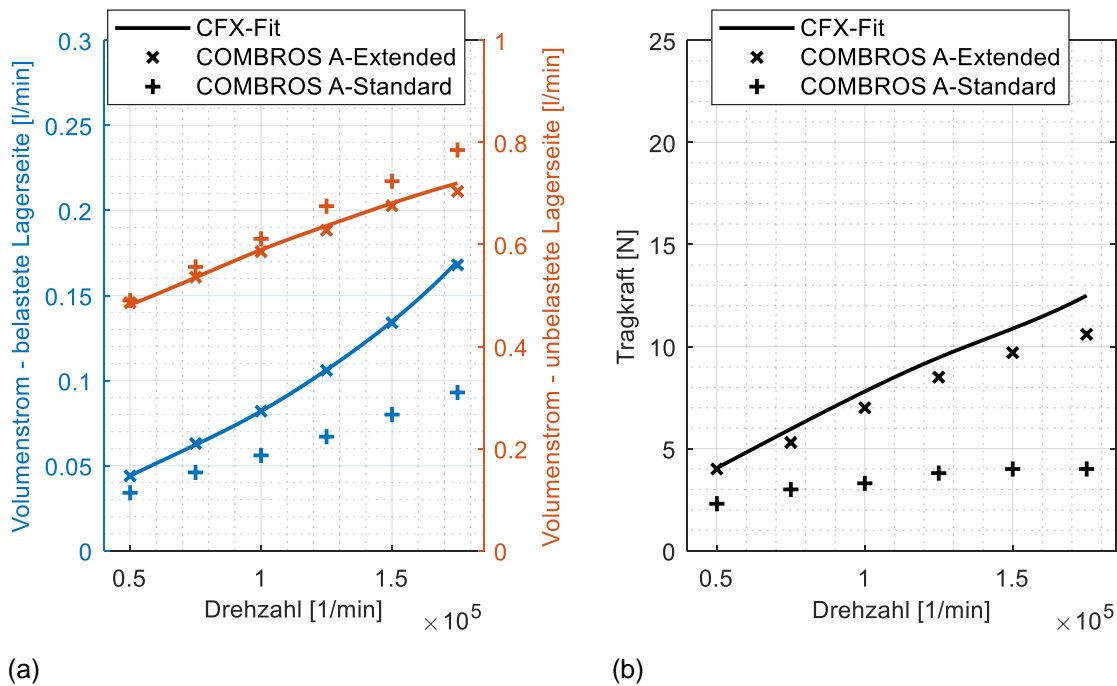


Abbildung 3-19: Volumenstromaufteilung zu den Lagerseiten (a) und Tragkraft (b) des untersuchten Axiallagers, h_{\min} : 20 μm , Öl: 0W-20

Der Vergleich der CFX Ergebnisse mit „COMBROS A–Extended“ zeigt, dass das erweiterte Berechnungsmodell sehr gut in der Lage ist, den Volumenstrom zur belasteten und damit auch zur unbelasteten Lagerseite in Übereinstimmung mit den CFD Ergebnissen im untersuchten Betriebsbereich vorherzuberechnen. Aus den Analysen folgt, dass die Annahme eines gemeinsamen Taschendruckes für beide Lagerseiten bei Berücksichtigung der auftretenden strömungsmechanischen Effekte in der Schmierstofftasche zulässig ist. Weiterhin kann neben einer korrekten Vorhersage der Volumenstromaufteilung auch eine sehr gute Übereinstimmung der ermittelten Tragkräfte auf den Segmenten festgestellt werden.

Der Vergleich der CFX Ergebnisse mit „COMBROS A–Standard“ zeigt hingegen, dass der berechnete Volumenstrom zur belasteten Seite im Vergleich zu den CFD Ergebnissen mit zunehmender Drehzahl immer stärker unterschätzt wird. Gleichzeitig wird dadurch der Volumenstrom zur unbelasteten Lagerseite überschätzt, da sich die Volumenströme der Lagerseiten zum vorgegebenen Gesamtvolumenstrom aufsummieren. Auffällig ist aber vor allem die Abweichung der Tragkraft der beiden Modelle. Während das CFD Modell mit steigender Drehzahl eine deutlich steigende Tragkraft im untersuchten Betriebsbereich vorhersagt, zeigt die berechnete Tragkraft des COMBROS A–Standard Modells nur eine gering ausgeprägte Drehzahlabhängigkeit und führt damit auf eine deutlich konservativere Berechnung der Lagerkennwerte. Die

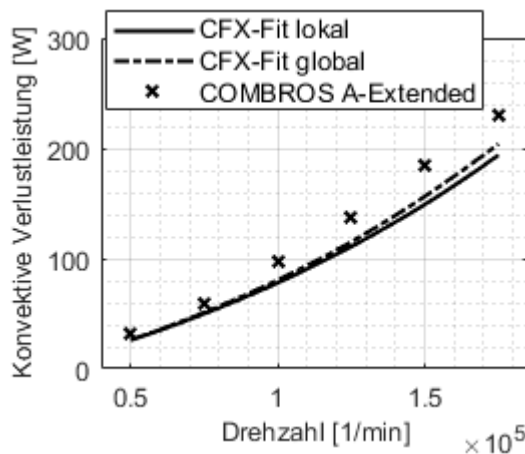
Analyse der Ergebnisse deutet klar darauf hin, dass zusätzliche strömungsmechanische Phänomene in den Taschen, die nicht von der Reynoldsgleichung modelliert werden können, die Lagerkennwerte wesentlich beeinflussen und eine Berücksichtigung dieser Effekte notwendig ist, um das Betriebsverhalten korrekt vorherzusagen.

3.4.1 Vergleich der konvektiven Verlustleistung von CFX und COMBROS A

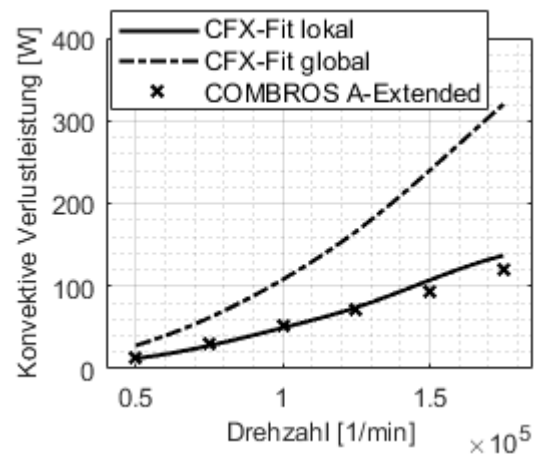
In einem weiteren Verifizierungsschritt wird die konvektive Verlustleistung zwischen CFX und COMBROS A verglichen. Die Verlustleistung pro Lagerseite P_V wird über

$$P_V = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T$$

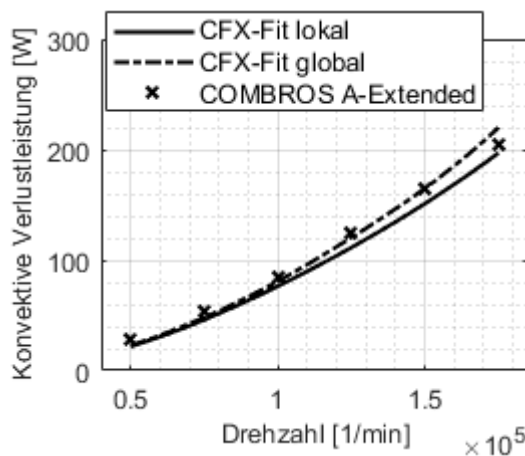
bestimmt. Dabei wird der Massenstrom des Schmierstoffs mit \dot{m} , die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck mit c_p und die Temperaturdifferenz zwischen einströmenden und ausströmendem Medium mit ΔT bezeichnet. Da die CFX Simulationen neben der Strömung im Schmierpalt auch die Strömung in der Schmierstoffzuführungsbohrung und im Ölverteilteraum berechnet, entspricht die globale Verlustleistung im Lager nicht der lokalen Verlustleistung, die in den Schmierstofftaschen und im Schmierpalt entsteht. Um die konvektive Verlustleistung zwischen der CFD und COMBROS A vergleichbar zu machen, wird die lokale von der CFD berechnete Verlustleistung entsprechend des Diskretisierungsbereiches von COMBROS A ausgewertet. Hierzu wird die mittlere Fluidtemperatur an den Diskretisierungsrändern der Tasche von COMBROS A aus dem CFD Modell bestimmt und die Berechnung der Verlustleistung auf diese Temperatur bezogen. Neben der lokalen Verlustleistung wird zudem jeweils die globale Verlustleistung der Lagerseiten ausgewertet. Damit stellt die lokale Verlustleistung die Verlustleistung auf den Segmenten und den Schmierstofftaschen dar, während die globale Verlustleistung zusätzlich die Verluste im Ölverteilteraum und der Zuführung mitberücksichtigt. Die Verlustleistung ist in den nachfolgenden Abbildung 3-20 bis 3-23 jeweils für belastete und unbelastete Lagerseite dargestellt.



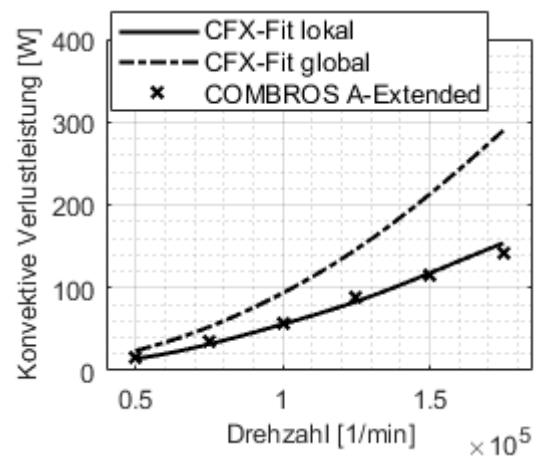
(a)



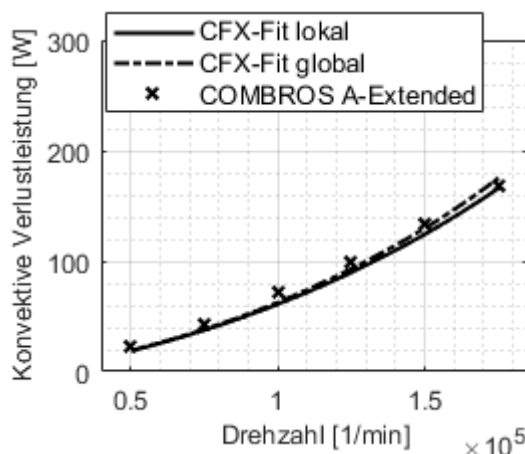
(b)

 Abbildung 3-20: Vergleich der konvektiven Verlustleistung der belasteten (a) und unbelasteten Lagerseite (b), Öl: 5W-40, h_{\min} : 10 μm


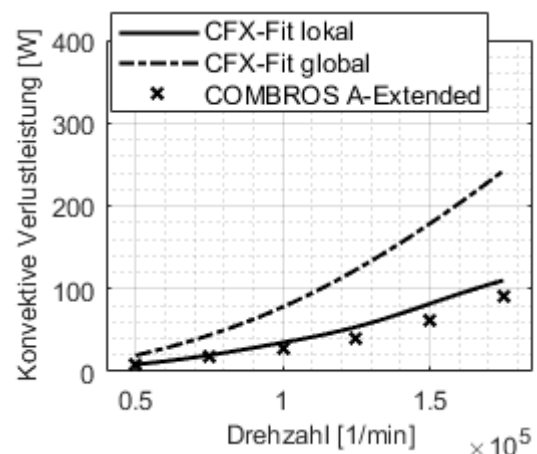
(a)



(b)

 Abbildung 3-21: Vergleich der konvektiven Verlustleistung der belasteten (a) und unbelasteten Lagerseite (b), Öl: 5W-40, h_{\min} : 20 μm


(a)



(b)

 Abbildung 3-22: Vergleich der konvektiven Verlustleistung der belasteten (links) und unbelasteten Lagerseite (rechts), Öl: 0W20, h_{\min} : 10 μm

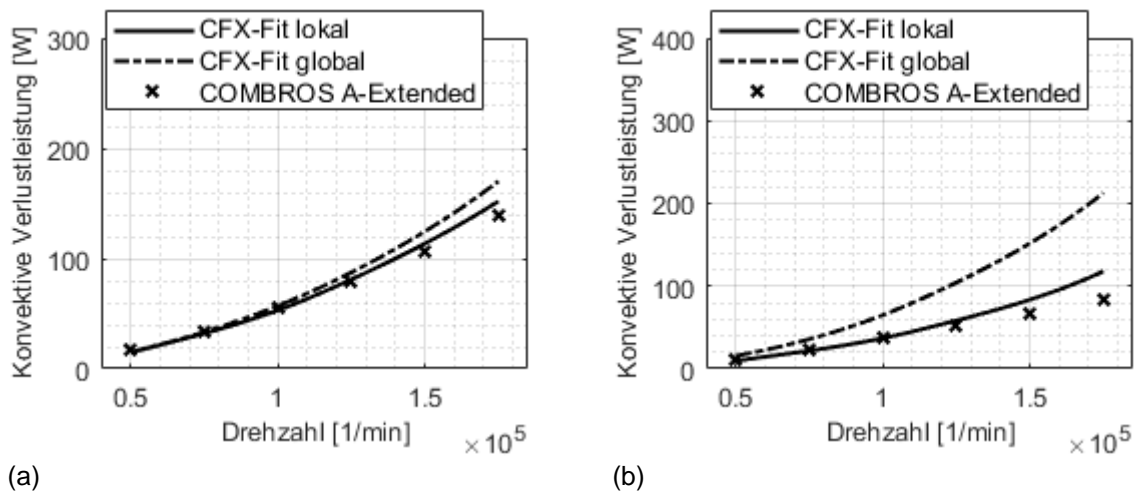


Abbildung 3-23: Vergleich der konvektiven Verlustleistung der belasteten (links) und unbelasteten Lagerseite (rechts), Öl: 0W-20, h_{\min} : 20 μm

Der Vergleich der Ergebnisse zeigt, dass die von CFX berechnete lokale Verlustleistung im Allgemeinen zufriedenstellend mit der von COMBROS A berechneten Verlustleistung übereinstimmt, was die Eignung des erweiterten Modells zur Berechnung der Lagerkennwerte weiter affiziert. Kleinere Abweichungen zwischen den Simulationen sind auch Folge dessen, dass die verschiedenen Bereiche der Strömung wie Ölvertei-
 lraum und Taschenströmung im CFX Strömungsmodell zusammenhängen, was eine scharfe Trennung dieser Bereiche bei der Auswertung erschwert. Generell sind die Abweichungen der lokalen und globalen Verlustleistung auf der belasteten Lagerseite klein, wohingegen auf der unbelasteten Seite erhebliche Unterschiede zwischen beiden zu beobachten sind. Um die Ursache dieser Unterschiede deutlich zu machen, sind in Abbildung 3-24 die Temperaturverteilungen der belasteten und unbelasteten Lagerseite der CFD bei einer Drehzahl von 175.000 1/min und einer minimalen Spaltweite von 10 μm auf der Spurscheibe dargestellt. Dabei können die drei Lagerabschnitte Ölvertei-
 lraum, Segment und Dichtsteg der belasteten Lagerseite in Abbildung 3-24 (a) gut durch die sich einstellende Temperaturverteilung an der Spurscheibe identifiziert werden. Im Ölvertei-
 lraum heizt sich das zugeführte Schmiermittel auf, fließt durch Fliehkrafteffekte in den Segmentbereich und erfährt dort bei Eintritt und anschließendem Durchlaufen des Schmierpaltes eine wesentliche Temperaturerhöhung durch die im Spalt entstehende Dissipation. Vom Segment fließt der Schmierstoff einerseits durch die Druckströmung, die sich auf den Segmenten einstellt, andererseits durch die Förderwirkung der Spurscheibe weiter in den Dichtsteg. Da der Dichtsteg

den engsten Bereich des Schmierpaltres und auch den Bereich mit der höchsten Umfangsgeschwindigkeit darstellt, erhöht sich in diesem Abschnitt die Schmierstofftemperatur durch die Schmierfilmdissipation noch einmal signifikant.

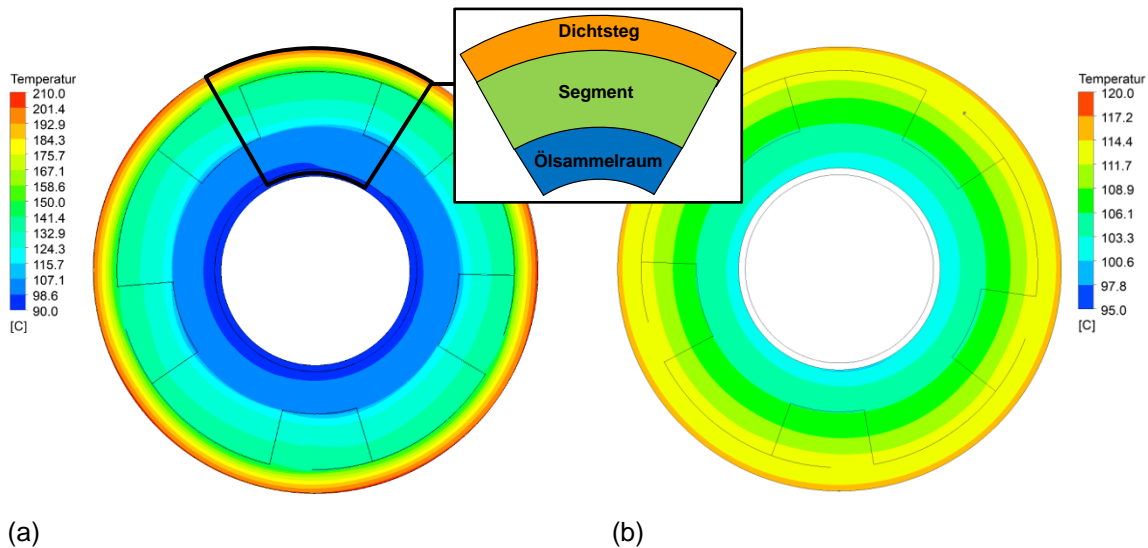


Abbildung 3-24: Temperaturverteilung der Spurscheibe auf der belasteten (links) und unbelasteten (rechts) Lagerseite, n : 175.000 1/min, h_{\min} : 10 μm , Öl: 5W40

Auf der belasteten Seite ist die Dissipation im Ölverteiiraum im Vergleich zur Dissipation auf den Segmenten klein, die wesentliche Temperaturerhöhung ist im Bereich der Segmente zu beobachten, weswegen auch der Unterschied zwischen lokaler und globaler Verlustleistung klein ist. Auf der unbelasteten Lagerseite können die drei Lagerabschnitte Ölverteiiraum, Segment und Dichtsteg nicht mehr so deutlich unterschieden werden, da aufgrund der großen Spaltweiten verhältnismäßig wenig Dissipation im Schmierpalt entsteht, die in diesem Falle von ähnlicher Größenordnung wie im Ölverteiiraum ist. Daher ist auch der Unterschied zwischen lokaler und globaler Verlustleistung derart signifikant. Da der Großteil des Volumenstroms über die unbelastete Seite abfließt entsteht durch Dissipation außerhalb des Segmentbereichs eine erhebliche Verlustleistung, die nicht zur Lagerfunktion beiträgt. Da bisher nur eine adiabate Strömung betrachtet wurde, kann ein zusätzlicher Wärmeeintrag über Spurscheibe und Welle unter realen Bedingungen auftreten und damit die konvektive Verlustleistung weiter erhöhen.

3.5 Validierung der Berechnungsmodelle

Zur Validierung des diabaten CHT und des COMBROS A Modells, erfolgt ein Vergleich von Simulationen mit Messungen an einem real ausgeführten Abgasturbolader, die auf dem Heißgasprüfstand des TFD-Hannover durchgeführt wurden. Hierzu wurde das bisher untersuchte, auf Abbildung 3-1 dargestellte, Axiallager umfangreich mit Temperatursensoren instrumentiert, in den zugehörigen Abgasturbolader eingebaut und anschließend auf dem Heißgasprüfstand unter realitätsnahen Bedingungen experimentell untersucht. Zur genaueren Untersuchung werden 6 Betriebspunkte aus dem Kennfeld des Verdichters, entsprechend Abbildung 3-25 bei steigenden Rotordrehzahlen von 64.000 1/min bis 168.000 1/min ausgewählt. Um transiente thermische Einflüsse auf das Axiallager zu verhindern, wird jeder Betriebspunkt dabei so lange gehalten, bis sich ein thermisches Gleichgewicht im Abgasturbolader eingestellt hat und sich die Messgrößen nicht mehr verändern.

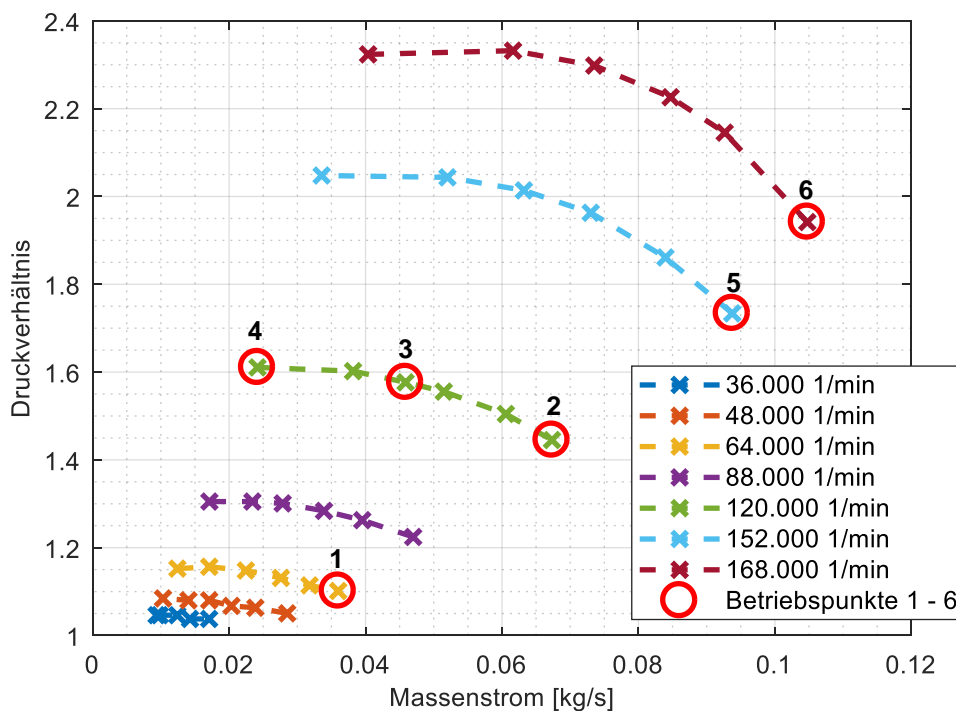


Abbildung 3-25: Verdichter kennfeld des Turboladers mit ausgewählten Messpunkten zur Validierung

Auf Abbildung 3-26 ist das instrumentierte Axiallager dargestellt. Da COMBROS A im Gegensatz zu den CHT Untersuchungen nicht das vollständige Axiallager, sondern nur einen Hohlzylinderausschnitt des Lagers modelliert, befinden sich mehrere Temperatursensoren an den Grenzen des Diskretisierungsbereiches, die im späteren Verlauf die thermischen Randbedingungen des Systems definieren. Neben der Bestimmung der Temperatur an den Rändern ist die Ermittlung der Axialkraft eine weitere

bestimmende und für nachfolgende Simulationen notwendige physikalische Randbedingung, die die Lagerkennwerte wesentlich beeinflusst. Die experimentelle Ermittlung der Axialkraft von Abgasturboladern im Nutzfahrzeugsbereich stellt jedoch aufgrund der Abmessungen der Bauteile eine messtechnische Herausforderung dar. Deshalb wird zur Bestimmung der Axialkraft auf die in [43] erstellten Rechengitter der Turbine und des Verdichters zurückgegriffen, die identisch zum untersuchten ATL sind, um mit Hilfe vollaufgelöster 3D-Strömungssimulationen den Axialschub zu ermitteln. Es gilt die Konvention, dass eine positive Axialkraft in Richtung der Turbine zeigt und damit der verdichterseitige Schmierspalt die Tragkraft aufbaut. Bei negativer Axialkraft baut der turbinenseitige Schmierspalt die Tragkraft auf.

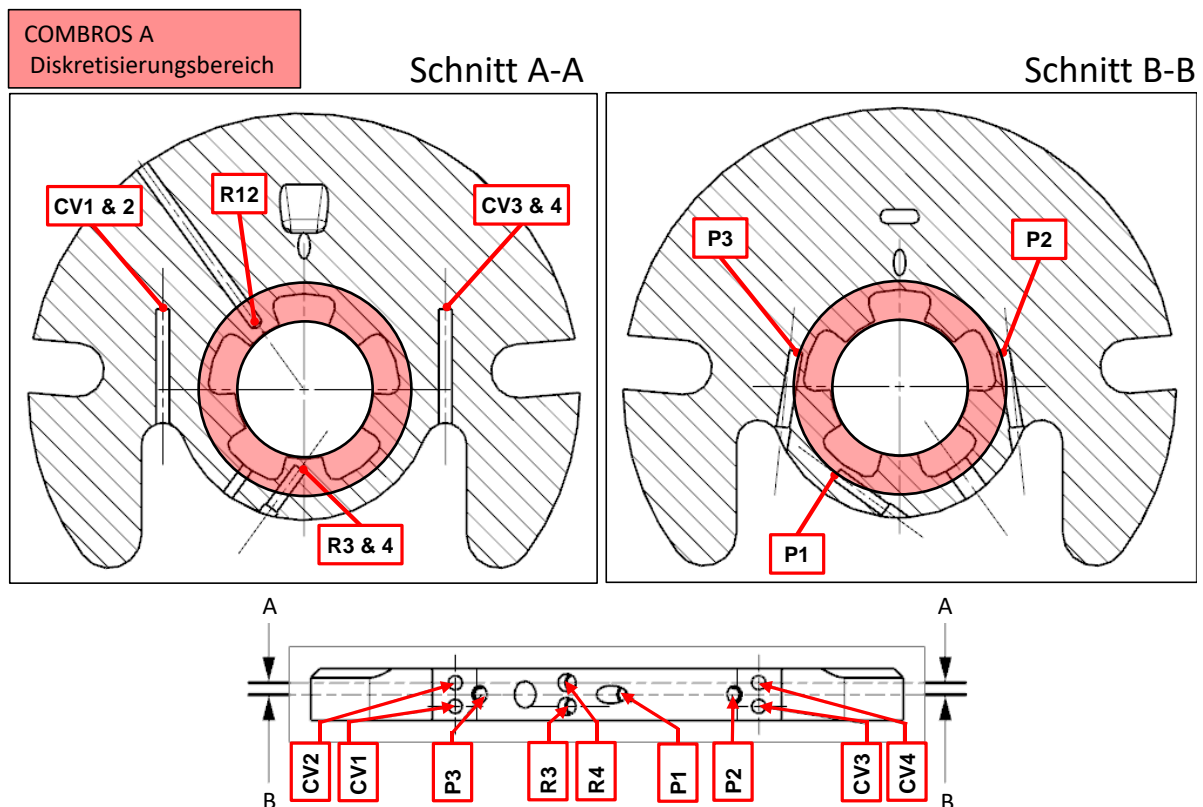


Abbildung 3-26: Instrumentiertes Axiallager mit Temperaturmessstellen CV1-4, P1-3, R12, R3, R4

3.5.1 Validierung der CHT Simulationen

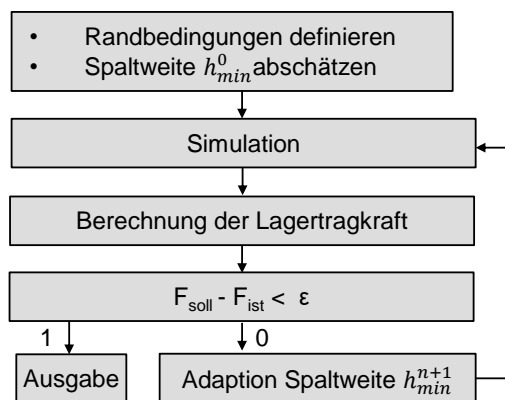
Zur Validierung der CHT Simulationen werden die Ergebnisse der Temperatursensoren des instrumentierten Axiallagers in Abbildung 3-26 mit den berechneten Bauteiltemperaturen für die einzelnen Betriebspunkte verglichen. Die Randbedingungen des CHT-Modells sind in Tabelle 3-4, die Werkstoffkennwerte in Tabelle 3-1 zu finden. Aufgrund des hohen Temperaturgefälles zwischen Turbine und Verdichter und des komplexen inneren Aufbaus entstehen signifikante Wärmeströme und vielfältige Wärmestrompfade innerhalb des Abgasturboladers. Dies führt zu einer komplexen thermischen

Belastung der Axial- und Radiallagerstellen. Das Axiallager grenzt dabei an mehrere Bauteile, sodass es an verschiedenen Stellen zu unterschiedlichen Wärmeübergängen kommt.

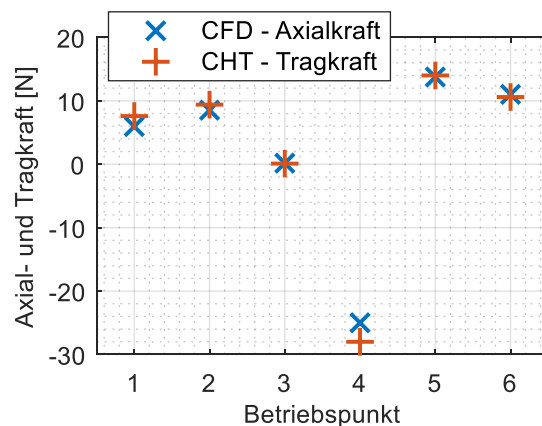
Tabelle 3-4: Randbedingungen der CHT Simulation

Schmierstoff und Schmierstoffzuführung	
Öl	10W-40
Dynamische Viskosität bei 40 °C	72 mPas
Dynamische Viskosität bei 100 °C	11.3 mPas
Öleintrittstemperatur T_{zu}	90°C
Dichte	845 kg/m ³
Zufuhrdruck	2 bar
Belastungsdaten	
F_{ax}	Siehe Abbildung 3-27 b

Da das Axiallager aber separat von den Komponenten des ATL untersucht werden soll, müssen sinnvolle thermische Randbedingungen an den Bauteilübergängen definiert werden. Hierzu werden an den axialen Rändern der Spurscheibe Dirichlet-Randbedingungen (Turbine: 170°C, Verdichter: 90°C), an den axialen Rändern des Axiallagers Neumann-Randbedingungen ($\alpha = 250 \text{ W/m}^2/\text{K}$) vorgegeben. Die Einstellung der Tragkraft des Axiallagers erfolgt über die Änderung der Spaltweite, gemäß des Schemas nach Abbildung 3-27 (a). Die aus experimentellen Daten berechnete Tragkraft im Vergleich zur simulierten Axialkraft ist in Abbildung 3-27 (b) zu sehen.



(a)



(b)

Abbildung 3-27: Anpassung der Spaltweite der CHT Simulation (a) und Vergleich berechneter Axial- (CFD) und Tragkraft (CHT) (b)

In den nachfolgenden Abbildungen 3-28 bis 3-33 ist die Auswertung der berechneten und der am Heißgasprüfstand des TFD gemessenen Temperaturen des Axiallagers

an den sechs ausgewählten Betriebspunkten wiedergegeben, wobei die Messgenauigkeit der Temperatursensoren 1.5 Kelvin beträgt und mittels Fehlerbalken dargestellt ist. Die Lage der Messstellen ist in Abbildung 3-26 zu sehen.

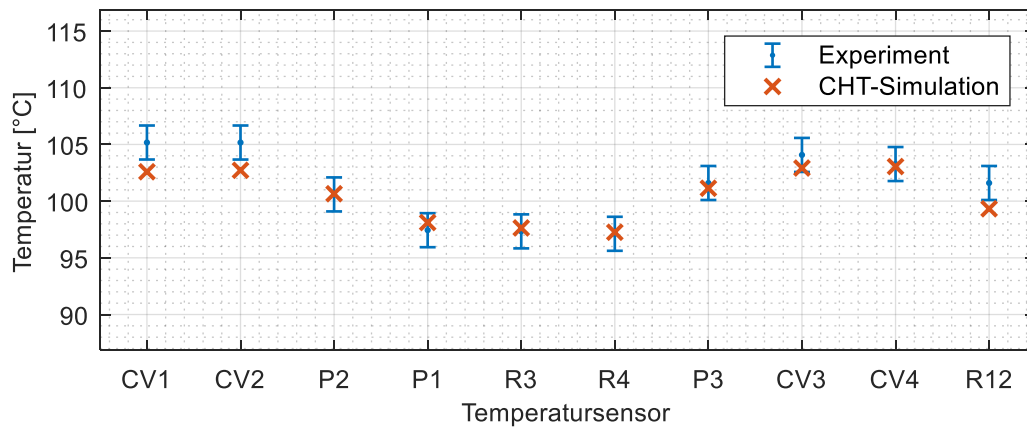


Abbildung 3-28: Vergleich der Sensortemperaturen - BP1 – n: 60.000 1/min

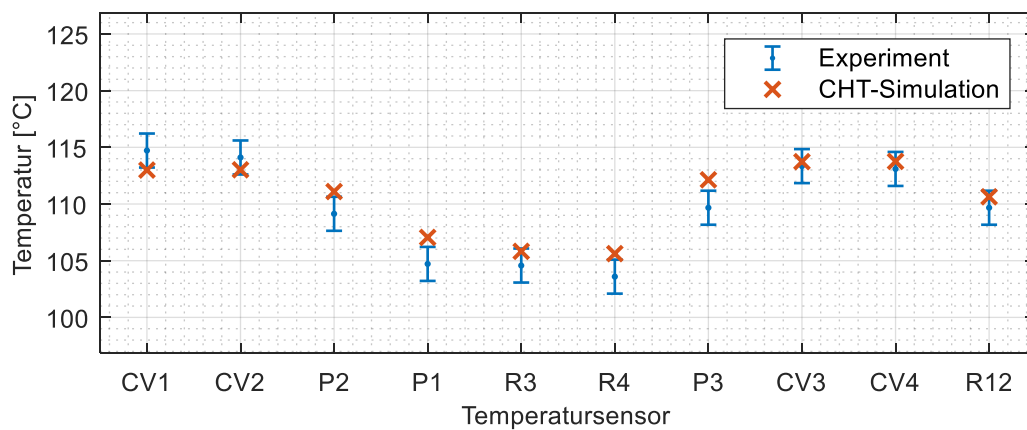


Abbildung 3-29: Vergleich der Sensortemperaturen - BP2 – n: 120.000 1/min

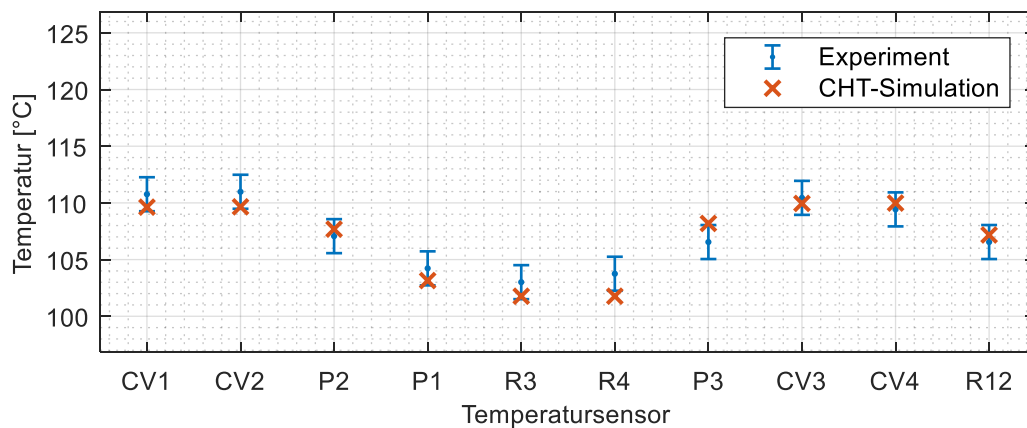


Abbildung 3-30: Vergleich der Sensortemperaturen - BP3 – n: 120.000 1/min

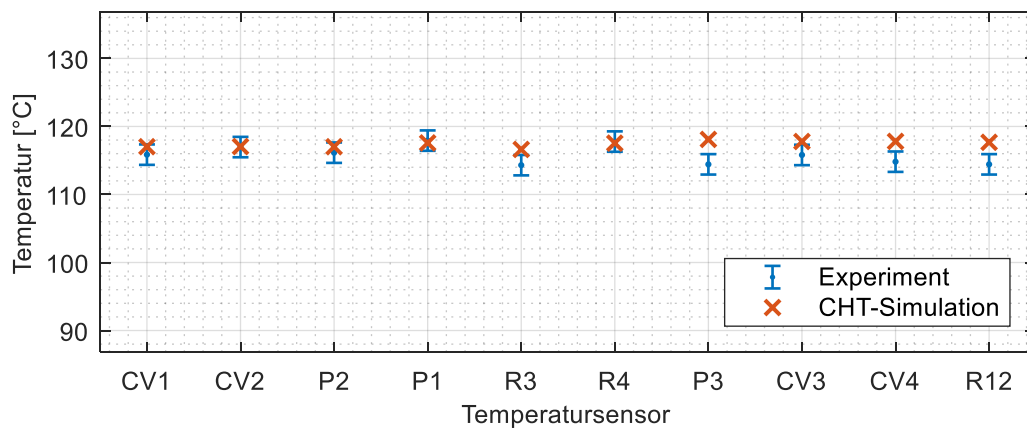


Abbildung 3-31: Vergleich der Sensortemperaturen - BP4 – n: 120.000 1/min

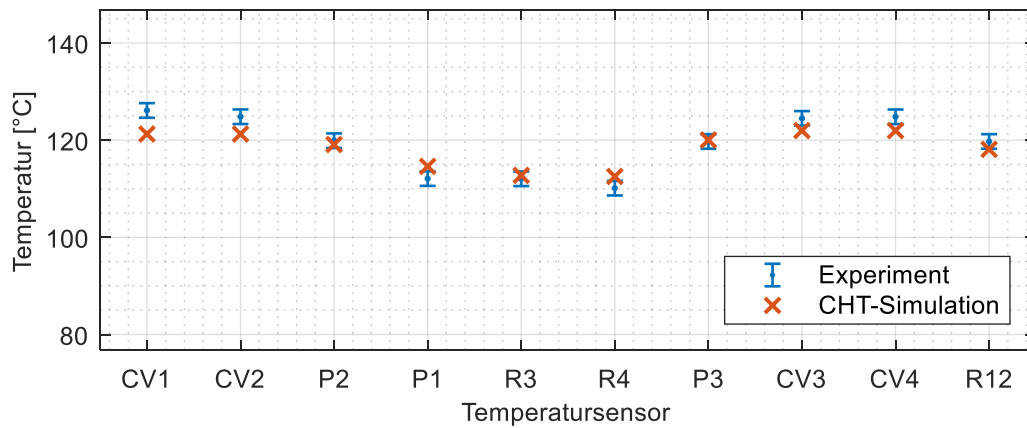


Abbildung 3-32: Vergleich der Sensortemperaturen - BP5 – n: 152.000 1/min

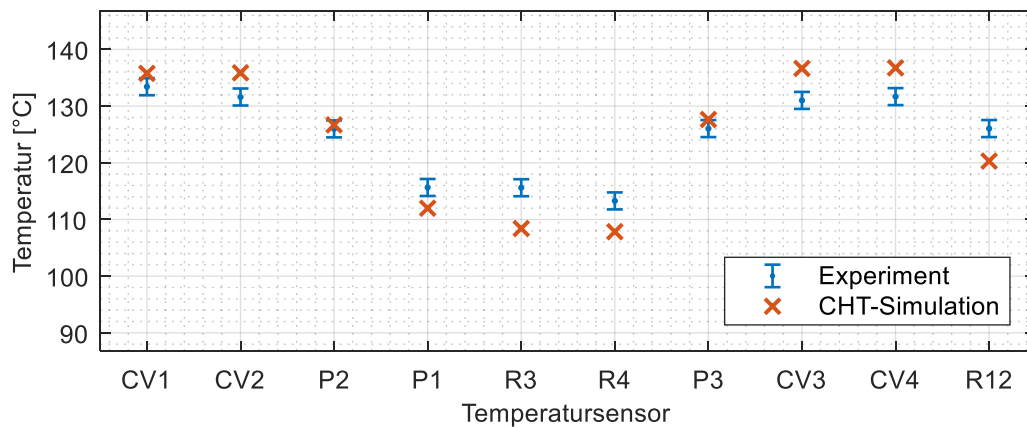


Abbildung 3-33: Vergleich der Sensortemperaturen - BP6 – n: 168.000 1/min

Der Temperaturvergleich zeigt sowohl qualitativ wie auch quantitativ eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Numerik und weist damit die Eignung des numerischen CHT Modells nach, die Temperaturverläufe innerhalb des Axiallagers im Bereich der Temperatursensoren gut zu reproduzieren. Dabei zeigt sich, dass die höchsten Temperaturen im Axiallager an den Temperatursensoren erreicht werden,

die am weitesten von der Lagermitte entfernt sind, was darauf hinweist, dass die Lagerumgebung Wärme auf das Axiallager und in Folge auf den Schmierfilm überträgt. Der Schmierstoff wird damit neben der entstehenden Dissipation zusätzlich von der Umgebung aufgeheizt. An zwei ausgewählten Betriebspunkten (BP2, BP6) ist in Abbildung 3-34 der Temperaturverlauf innerhalb des Axiallagers dargestellt.

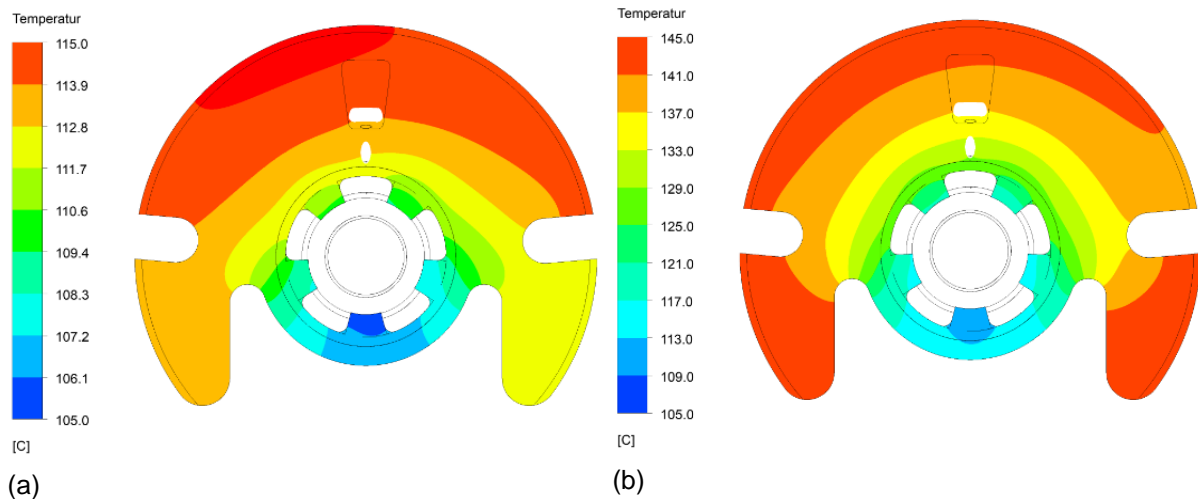


Abbildung 3-34: Temperaturverteilung im Axiallager für Betriebspunkt 2 (a) und Betriebspunkt 6 (b),
 n: 120.000 1/min, Schnittebene bei z: 1.47mm

Die Auswertung des berechneten Temperaturverlaufs im Axiallager zeigt für beide Betriebspunkte eine asymmetrische Temperaturverteilung, die ein klarer Hinweis auf die Beeinflussung der Strömung innerhalb des Ölverteilsraums und der Segmente auf den Lagerträger ist. Neben dem Einfluss der Strömung innerhalb des Lagers beeinflusst auch die Bauform des Lagers die Temperaturverteilung, worauf die im Vergleich zum restlichen Axiallager niedrigeren Temperaturen am unteren Segment hindeuten.

Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten

Da das Schmiermittel, wie die Auswertung der Temperaturverteilung zeigt, zusätzlich von der Lagerumgebung aufgeheizt wird und damit die Wandtemperaturen des Axiallagers im Allgemeinen höher sind als die Fluidtemperatur im Ölverteilsraum, wird dem Fluid über die Segmentlücken Wärme zugeführt. Über die Summe der zugeführten Wärme kann ein Wärmeübergangskoeffizient bestimmt werden, der als Randbedingung von COMBROS A aufgrund der geometrischen Anpassung in Abbildung 3-15 für den radialen und tangentialen Wärmeübergang (\dot{q}_r , \dot{q}_φ) benötigt wird. Der Wärmeübergangskoeffizient α wird entsprechend der Formel

$$\alpha = \frac{\dot{q}_W}{T_W - T_{\text{Bezug}}}$$

berechnet, wobei \dot{q}_W den mittleren Wandwärmestrom und T_W die mittlere Wandtemperatur beschreiben. Die Bezugstemperatur T_{Bezug} wird als Öleintrittstemperatur des Schmierstoffs gewählt. Damit ergeben sich die in Abbildung 3-35 dargestellten Wärmeübergangskoeffizienten der CHT Simulation für die untersuchten Betriebspunkte.

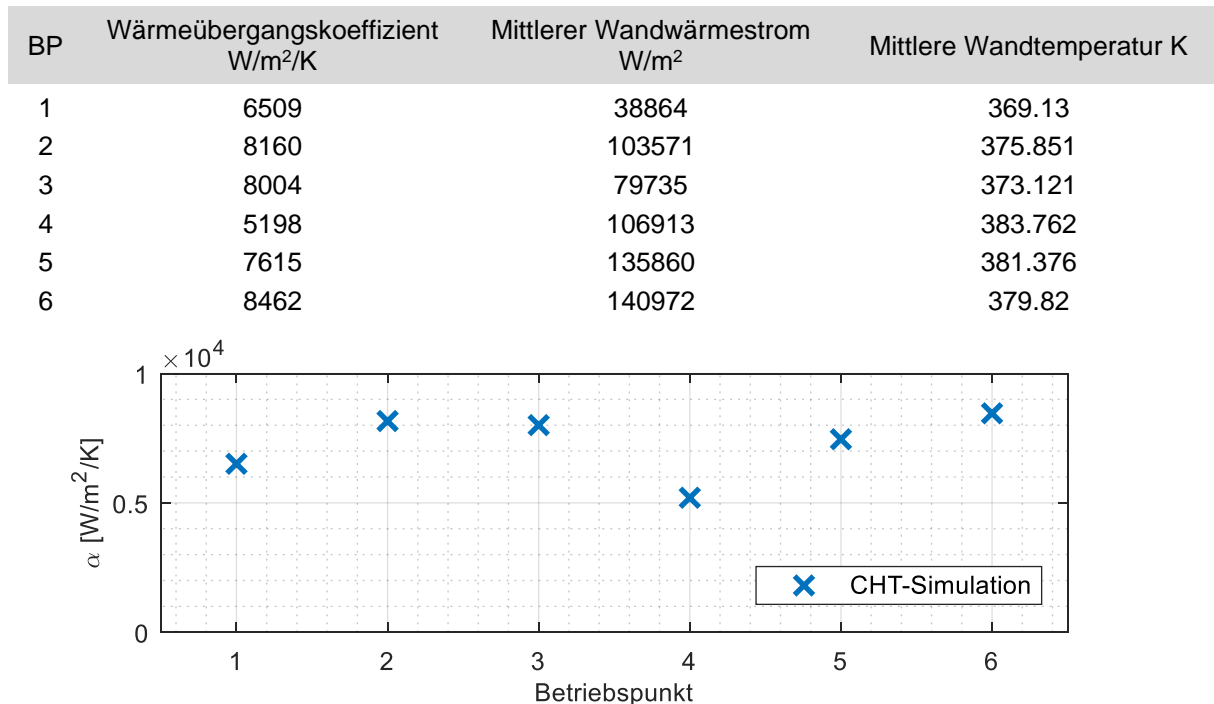


Abbildung 3-35: Wärmeübergangskoeffizienten der CHT Simulation

3.5.2 Validierung der COMBROS A Extended Simulationen

Zur Validierung des erweiterten COMBROS A Berechnungsmodells erfolgt ein Vergleich mit experimentellen Daten. Da sich der Diskretisierungsbereich von COMBROS A nicht über das gesamte Axiallager erstreckt, was Abbildung 3-26 entnommen werden kann, die ebenfalls die Lage der Temperatursensoren enthält, können nur Temperatursensoren innerhalb des Rechengebietes ausgewertet werden. Um die thermischen Randbedingungen an den radialen Rändern zu definieren, wird die mittlere Temperatur der Sensoren P1 und P3 bestimmt und anschließend die Temperaturen der Sensoren R3 und R4, die innerhalb des Diskretisierungsbereichs des Rechenprogramms liegen, mit COMBROS A Rechnungen verglichen. Der Volumenstrom und der Wärmeübergangskoeffizient an der Segmentlücke wird den zuvor durchgeführten CHT Analysen entnommen. Die mittlere berechnete Temperatur der Sensoren P1 und P3 sowie der Volumenstrom der untersuchten Betriebspunkte sind in Abbildung 3-36 dargestellt.

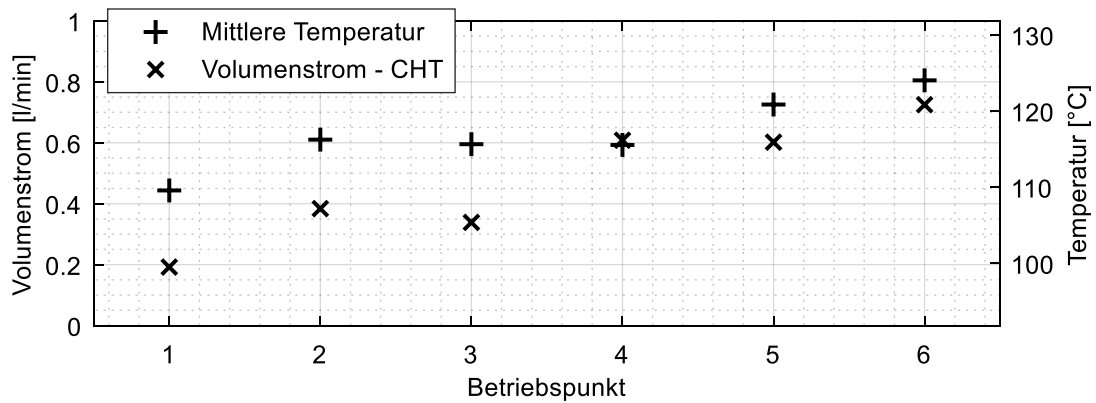


Abbildung 3-36: Berechnete mittlere Temperatur der Sensoren P1 und P3 und Volumenstrom der Betriebspunkte aus CHT-Analyse

Die Spaltweite wird entsprechend der numerisch berechneten Axialkraft in Abbildung 3-27 (b) iterativ ermittelt. Mit diesen Randbedingungen ergibt sich für die 6 Betriebspunkte an den Sensoren R3 und R4 in Abbildung 3-37 und Abbildung 3-38 folgendes Ergebnis der COMBROS A Simulationen.

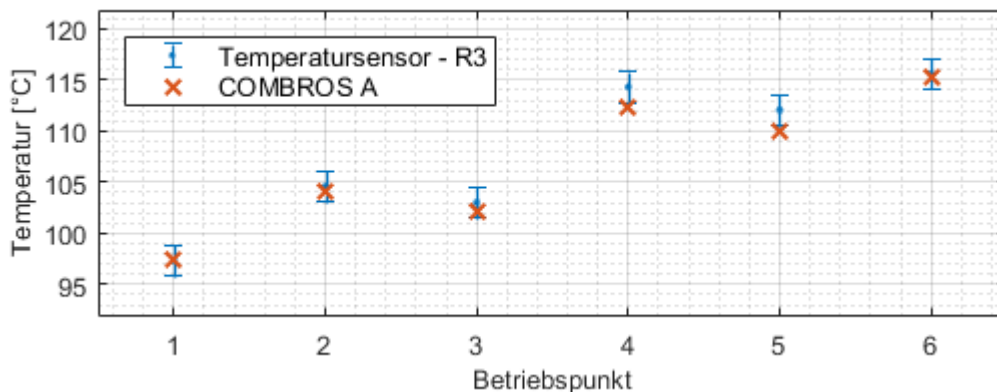


Abbildung 3-37: Vergleich der numerisch und experimentell ermittelten Lagertemperatur an Messstelle R3

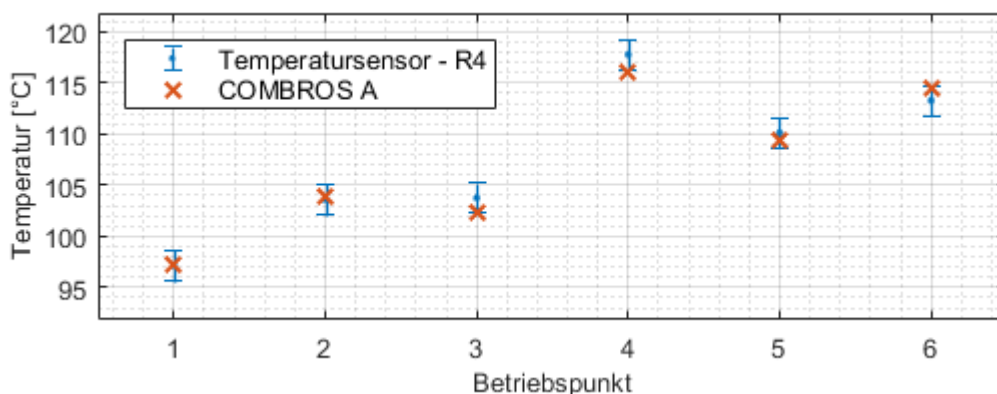


Abbildung 3-38: Vergleich der numerisch und experimentell ermittelten Lagertemperatur an Messstelle R4

Die Ergebnisse zeigen, dass das erweiterte Berechnungsmodell eine korrekte Vorhersage der Temperaturen innerhalb des Diskretisierungsbereiches bei genauer Kenntnis

der hydraulischen und thermischen Randbedingungen ermöglicht. An Betriebspunkt 4 sind die Sensortemperaturen an Messstelle R4 in den Segmenten größer als die Temperaturen an den radialen Lagerrändern, was auf eine starke Aufheizung der Segmente durch Dissipation im Schmierpalt hindeutet. Betriebspunkt 4 ist zudem der Betriebspunkt mit der höchsten Axiallast.

In den Abbildungen 3-39 und 3-40 sind des Weiteren die mittleren Seitenflusstemperaturen, sowie die konvektive Verlustleistung der CHT und der COMBROS A Rechnung an den beiden Lagerseiten auf Turbinen- und Verdichterseite für die 6 Betriebspunkte dargestellt. Die höchsten Temperaturen treten dabei am vierten Betriebspunkt auf, der die höchste Lagerbelastung aufweist und gleichzeitig den einzigen Betriebspunkt mit negativer Axiallast darstellt, was zu einer turbinenseitigen Verengung des Schmierpalttes führt. Da die Spurscheibentemperaturen, aufgrund des Wärmeeintrags durch den Abgasstrom, turbinenseitig höher sind als verdichterseitig, entsteht ein zusätzlicher Wärmeeintrag. Obwohl die höchsten Seitenflusstemperaturen im vierten Betriebspunkt erreicht werden, ist die konvektive Verlustleistung für diesen Betriebspunkt am niedrigsten. Dies hängt einerseits damit zusammen, dass der Volumenstrom zur belasteten Seite klein ist und mit zunehmender Lagerlast weiter abnimmt und damit der Großteil über die unbelastete Lagerseite abfließt. Andererseits herrschen an der Verdichterseite niedrigere Temperaturen als an der Turbinenseite, sodass weniger Wärme von der Spurscheibe auf den Schmierstoff übertragen wird. Generell zeigt die konvektive Verlustleistung eine zunehmende Tendenz mit steigender Rotordrehzahl, was sowohl dem steigenden Öldurchsatz als auch steigenden Temperaturen im Schmierpalt aufgrund erhöhter Dissipation zuzuordnen ist. Der wesentliche Teil der Verlustleistung wird dabei auf der unbelasteten Seite produziert, die zur Lagerfunktion keinen Beitrag leistet. Daraus kann gefolgert werden, dass die höchsten Verlustleistungen im Abgasturbolader bei maximaler axialer Last in Richtung der Turbine auftreten, wobei der wesentliche Teil der Verlustleistung dann auf der unbelasteten Turbinenseite produziert wird. Maximale Schmierfilmtemperaturen werden hingegen bei maximaler Axiallast auf der heißeren Turbinenseite auftreten. Die konvektive Verlustleistung und die Seitenflusstemperaturen zeigen im untersuchten Betriebsbereich daher keine ausgeprägte Korrelation voneinander. Die Auswertung der Ergebnisse zeigt weiterhin, dass die Spurscheibentemperatur einen wesentlichen Einfluss auf die konvektive Verlustleistung hat. Dies ist deutlich an Betriebspunkt 3 ersichtlich, der zwar

nahezu zentrisch läuft, aber bei dem die konvektive Verlustleistung an der Turbinenseite fast doppelt so hoch ist wie die Verlustleistung an der Verdichterseite. Die quantitative Bestimmung der konvektiven Verlustleistung bleibt damit in Folge unbekannter Spurscheibentemperatur ein Unsicherheitsfaktor bei der Berechnung der Lagerkennwerte. Aufgrund der schwierigen messtechnischen Erfassung des sich drehenden Bauteils kann die Spurscheibentemperatur mit begrenztem Aufwand nur mit Hilfe eines vollgekoppelten Abgasturbolader-Modells theoretisch bestimmt werden.

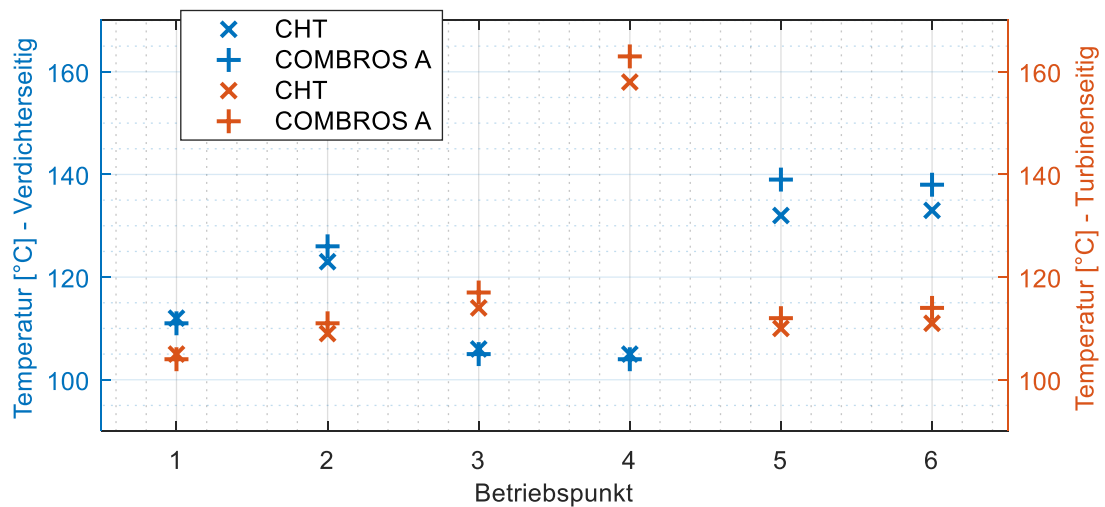


Abbildung 3-39: Mittlere Seitenflusstemperaturen der CHT und COMBROS A Rechnung an beiden Lagerseiten (Verdichter, Turbine)

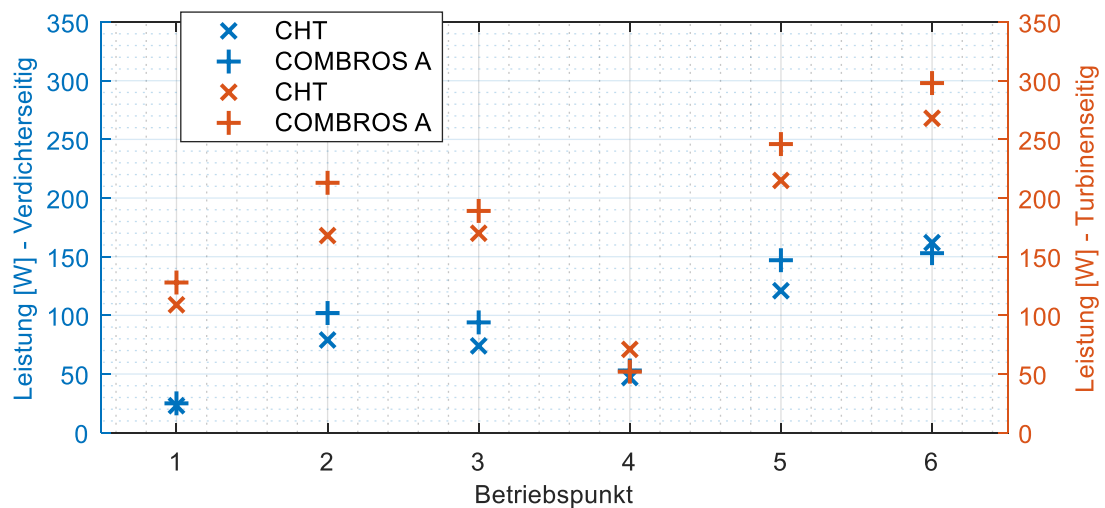


Abbildung 3-40: Konvektive Verlustleistung der CHT und COMBROS A Rechnung an beiden Lagerseiten (Verdichter, Turbine)

3.6 Sensitivitätsanalysen des erweiterten Axialgleitlagermodells

Zur Quantifizierung des Einflusses der Erweiterungen des Axiallagermodells werden nachfolgend umfangreiche Sensitivitätsanalysen durchgeführt. Diese Untersuchungen sollen aufzeigen, welchen Effekt die Berücksichtigung der Segmentlücken und des Staudrucks in der Schmierstofftasche auf die berechneten Lagerkennwerte haben. In den Abbildungen 3-41 und 3-42 sind die mittleren Seitenflusstemperaturen und die konvektive Verlustleistung unter Berücksichtigung und Vernachlässigung des Staudruckes für die sechs Betriebspunkte dargestellt.

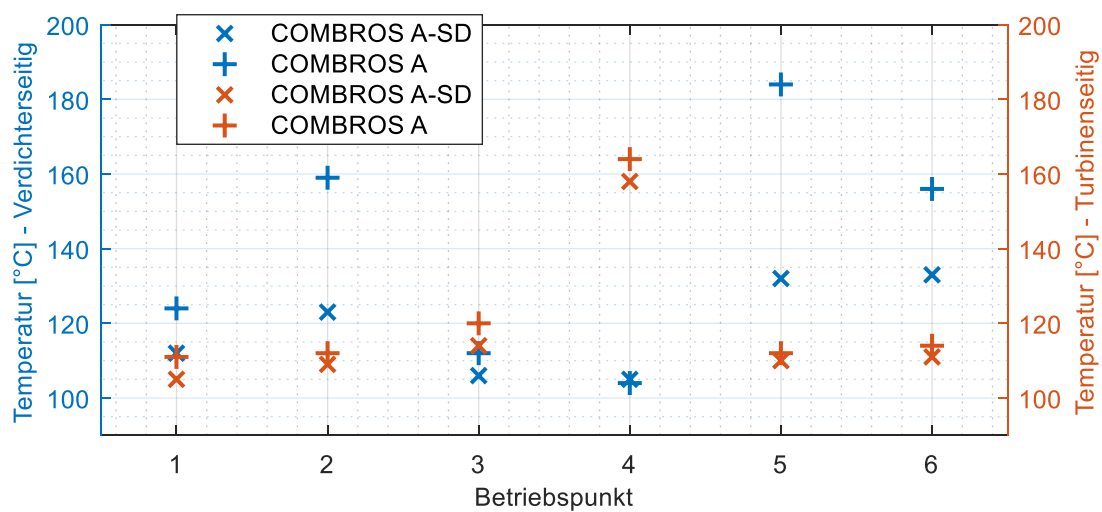


Abbildung 3-41: Vergleich der mittleren Seitenflusstemperaturen bei Berücksichtigung (COMBROS A-SD) und Vernachlässigung (COMBROS A) des Staudrucks

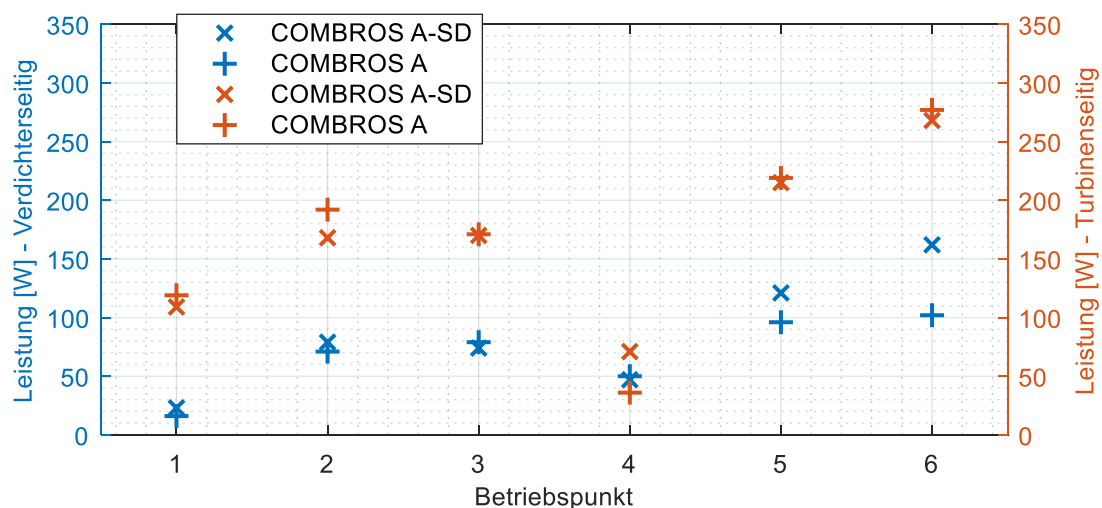


Abbildung 3-42: Vergleich der konvektiven Verlustleistung bei Berücksichtigung (COMBROS A-SD) und Vernachlässigung (COMBROS A) des Staudrucks

Dabei wird deutlich, dass die mittleren Seitenflusstemperaturen bei Vernachlässigung des Staudruckeffektes auf der belasteten Lagerseite teilweise signifikant überbewertet

werden, wie man deutlich an Betriebspunkt 2 und 5 in Abbildung 3-41 sieht. Die Lagerseite am Verdichter stellt dabei mit Ausnahme des vierten Betriebspunktes die belastete Lagerseite dar. Die erhöhten Seitenflusstemperaturen sind unter anderem Folge der verringerten Tragkraft bei gleicher Spaltweite, da bei Vernachlässigung des Staudruckeffektes kleinere Spaltweiten berechnet werden, die in Folge zu einer erhöhten Dissipation im Schmierpalt führen. Einen eher geringen Einfluss auf die Seitenflusstemperaturen zeigt sich für den dritten und vierten Betriebspunkt. Der dritte Betriebspunkt ist nahezu lastfrei. Die Last am vierten Betriebspunkt wirkt in Richtung Turbine, wobei die Lagerseite der Turbine die Schmierfilmtragkraft aufbaut. Es dominiert der Wärmeeintrag über die Spurscheibe gegenüber der Dissipation im Schmierstoff, sodass der Einfluss des Staudrucks auf die mittlere Seitenflusstemperatur gering ausfällt. Auf der unbelasteten Seite ähneln sich die mittleren Seitenflusstemperaturen, da der Einfluss des Staudruckeffektes mit zunehmender Spaltweite abnimmt. Auf der belasteten Lagerseite entsteht bei Berücksichtigung des Staudruckeffektes trotz niedriger mittlerer Seitenflusstemperaturen mehr konvektive Verlustleistung, da der Volumenstrom aufgrund höherer Spaltweiten zunimmt. Da dadurch weniger Volumenstrom zur unbelasteten Seite fließt, dreht sich dieses Verhalten für die konvektive Verlustleistung des unbelasteten Spaltes um und es entsteht weniger konvektive Verlustleistung an der unbelasteten Lagerseite. Die Ergebnisse zeigen, dass das Lager bei Vernachlässigung des Staudruckeffektes zu konservativ berechnet wird.

Um den Einfluss der Segmentlückenmodellierung, wie in Kapitel 3.3.3 beschrieben, zu bestimmen, sind in den Abbildungen 3-43 und 3-44 die Ergebnisse bei Vernachlässigung der Segmentlücke und Modellierung des Axiallagers als Hohlzylinder zu sehen.

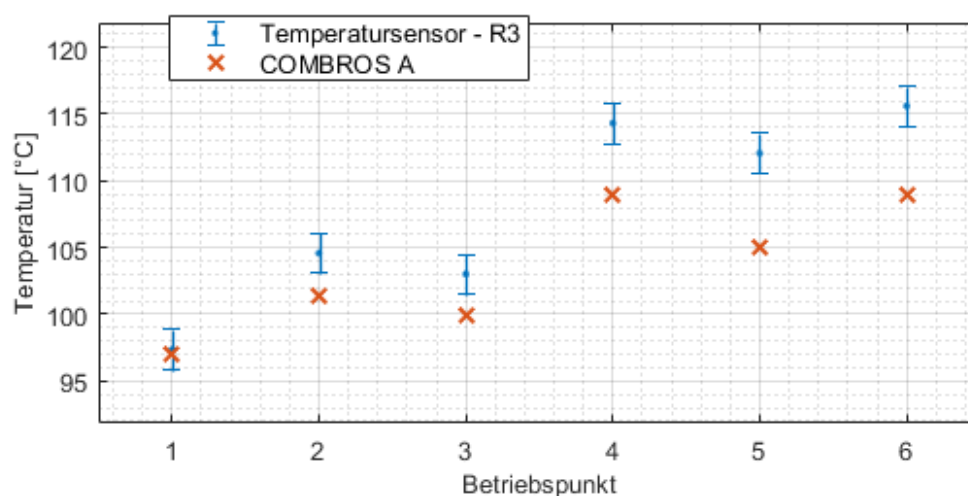


Abbildung 3-43: Vergleich der Temperaturen an Temperatursensor R3 bei Modellierung des Axiallagers ohne Segmentlücke (COMBROS A-Standard)

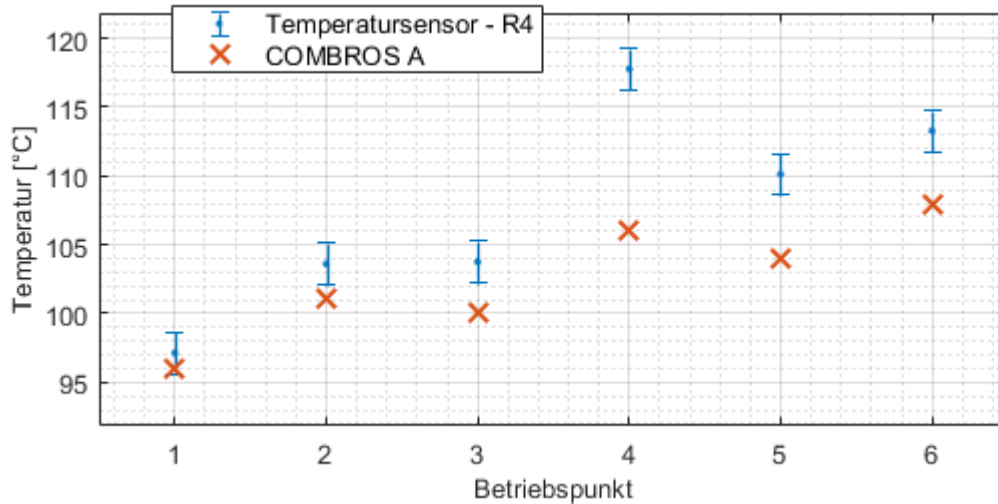


Abbildung 3-44: Vergleich der Temperaturen an Temperatursensor R4 bei Modellierung des Axiallagers ohne Segmentlücke (COMBROS A-Standard)

Dabei wird deutlich, dass die Temperaturen an den Messstellen bei Modellierung des Axiallagers als Hohlzylinder signifikant unterbewertet werden und es mit dieser Modellierungsart nicht möglich ist, die Temperaturen an den Messstellen gut zu reproduzieren. Die CHT Simulationen berechnen des Weiteren einen signifikanten Wärmeübergang von Festkörper auf Fluid an den Segmentlücken voraus. Die Modellierung der Segmentlücken erfordert daher die Bestimmung eines Wärmeübergangskoeffizienten an den Grenzflächen. In den Abbildungen 3-45 und 3-46 wird der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten untersucht, wobei α zwischen $1e2$ und $5e4$ $W/m^2/K$ variiert und die Temperatur an den Messstellen anschließend ausgewertet wird.

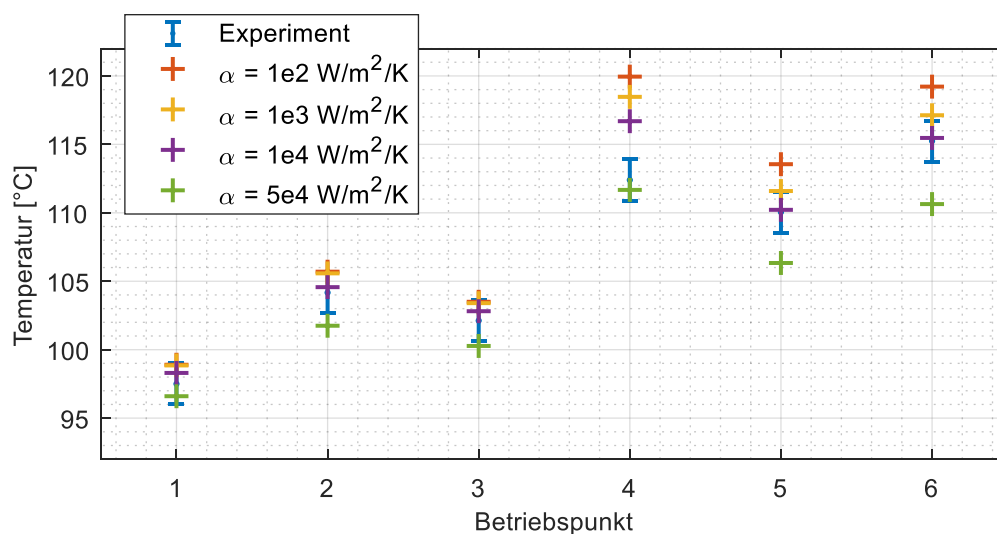


Abbildung 3-45: Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten der Segmentlücke α_{sl} auf die Temperatur an der Sensorposition R3

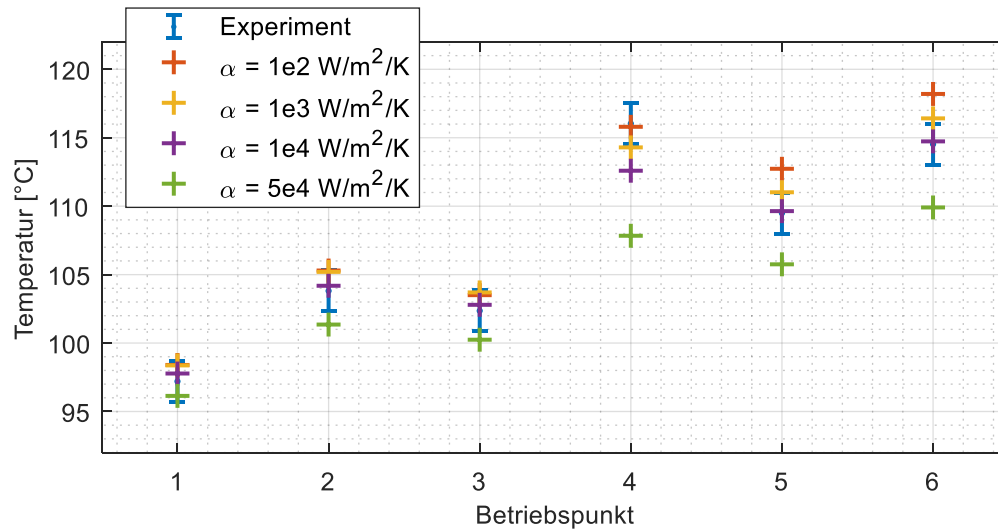


Abbildung 3-46: Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten der Segmentlücke α_{sl} auf die Temperatur an der Sensorposition R3

Dabei zeigt sich, dass die Temperaturen im Axiallager wesentlich von der Variation des Wärmeübergangskoeffizienten beeinflusst werden und die Ergebnisse damit maßgeblich von der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten abhängig sind.

4. Grundlagen der Radialgleitlagermodellierung

4.1 Funktionsweise eines Radialgleitlagers

Die beiden wesentlichen Bauteile hydrodynamischer Radialgleitlager sind die rotierende Welle und das stehende Gehäuse, die durch einen fluidgefüllten Spalt getrennt sind. Hydrodynamischen Radiallagern liegt das gleiche Funktionsprinzip wie hydrodynamischen Axiallagern zu Grunde. Durch die Bildung eines konvergenten Schmier-spalts in Drehrichtung der Welle kommt es zum Tragkraftaufbau im Lager. Der konvergente Schmierkeil wird im Fall kreiszylindrischer Lager durch die exzentrische Lage der Welle geformt. In Abbildung 4-1 ist schematisch die Druckverteilung eines Radiallagers entlang des Umfanges dargestellt. Durch die Haftung an der Oberfläche und die daraus folgende Scherströmung wird das Fluid in den Schmier-spalt gefördert. Dabei ist ein Anstieg des Drucks nach der Schmierstofftasche E entlang des konvergenten Spaltes zu sehen, dessen Maximum vor der minimalen Spalthöhe h_{min} liegt [62].

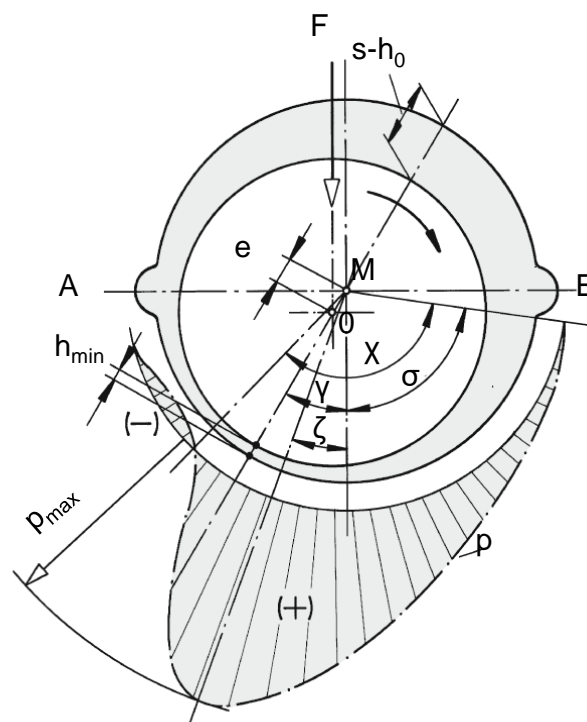


Abbildung 4-1: Druckverteilung entlang des Radiallagerumfangs bei konstanter Krafrichtung F mit Druckverteilung p , Lagerspiel s , Schmiernutwinkel σ , Verlagerungswinkel γ , Erstreckungswinkel χ , Winkellager des Druckmaximums ζ , Exzentrizität e und minimaler Spalthöhe h_{min} [62]

An den Radiallagerstellen von Abgasturboladern werden hauptsächlich zwei unterschiedliche Typen kombinierter Gleitlager verwendet. Zum einen kommen dabei Lager

mit feststehender Buchse und Quetschöldämpfer im äußeren Schmierfilm zum Einsatz. Zum anderen werden rotierende Lagerbuchsen verwendet. Beide Varianten sind in Abbildung 4-2 dargestellt. Ihnen ist gemein, dass sie über den Einsatz einer Lagerbuchse zwei in Reihe geschaltete Schmierfilme pro Radiallagerstelle beinhalten. Bei einer Starrbuchsenlagerung ist die Lagerbuchse mit einer Verdrehsicherung gegen Rotation ausgestattet, wohingegen bei einer rotierenden Lagerbuchse nur die axiale Beweglichkeit konstruktiv eingeschränkt wird [41]. Schwimmbuchsenlager mit zwei Schmierfilmen sind zunächst eingesetzt worden, um die starke Wärmeentwicklung in Anwendungen mit hohen Drehzahlen zu verringern. Im Betrieb führt der Einsatz von Schwimmbuchsenlagern zudem zu einem guten Dämpfungsverhalten der Lagerung, der rotodynamische Instabilitäten verringern kann [84],[85].

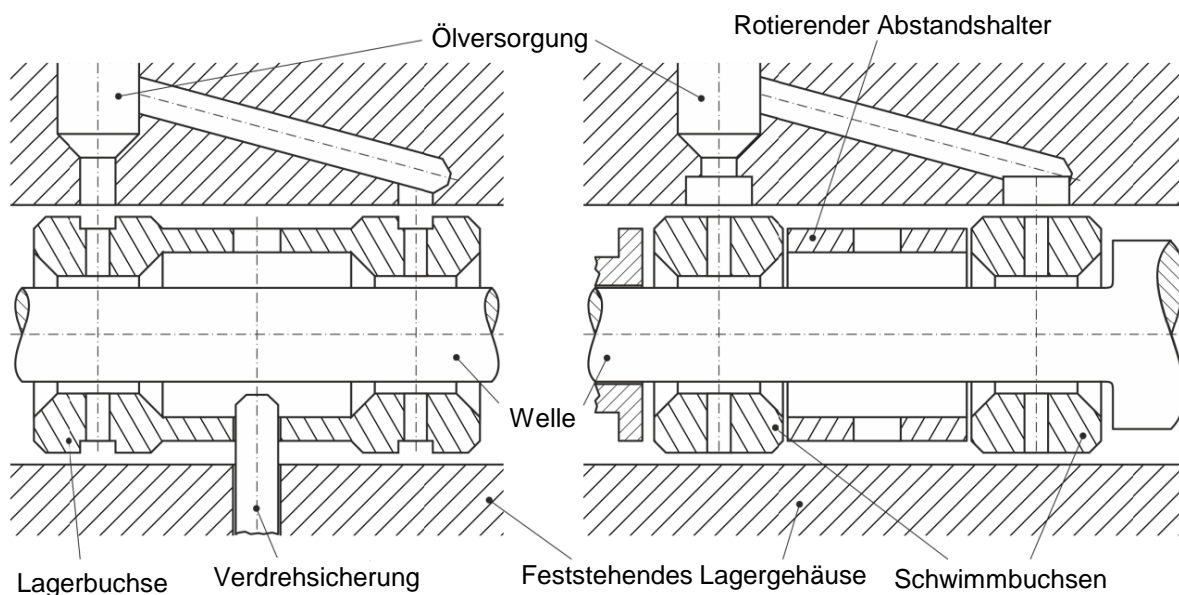


Abbildung 4-2: Typische Bauformen von ATL-Schwimmbuchsenlagerungen mit Starrbuchse (links) und rotierender Lagerbuchse (rechts) [41]

4.2 Geometrische Lagermodellierung

Analog zu den in Kapitel 2 beschriebenen Grundlagen der Axialgleitlagermodellierung gelten auch für Radialgleitlager die Erhaltungssätze der Masse, des Impulses und der Energie. Im Folgenden wird auf die in Abbildung 4-3 dargestellten Koordinatensysteme und auf die in Abbildung 4-4 gezeigten geometrischen Grundparameter Bezug genommen.

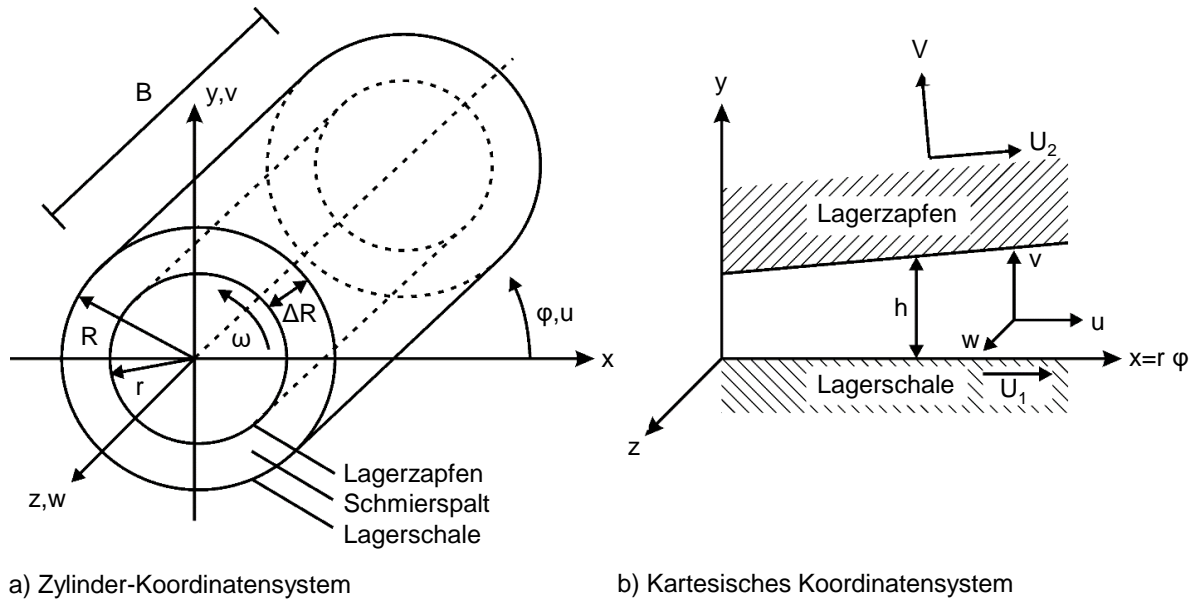


Abbildung 4-3: Koordinatensysteme zur mathematischen Beschreibung des Schmierfilms im Radiallager mit innerem r und äußerem R Schmierpalradius, Lagerspiel ΔR , Winkelgeschwindigkeit ω , Lagerbreite B und kartesischen Geschwindigkeitskomponenten u, v, w [41]

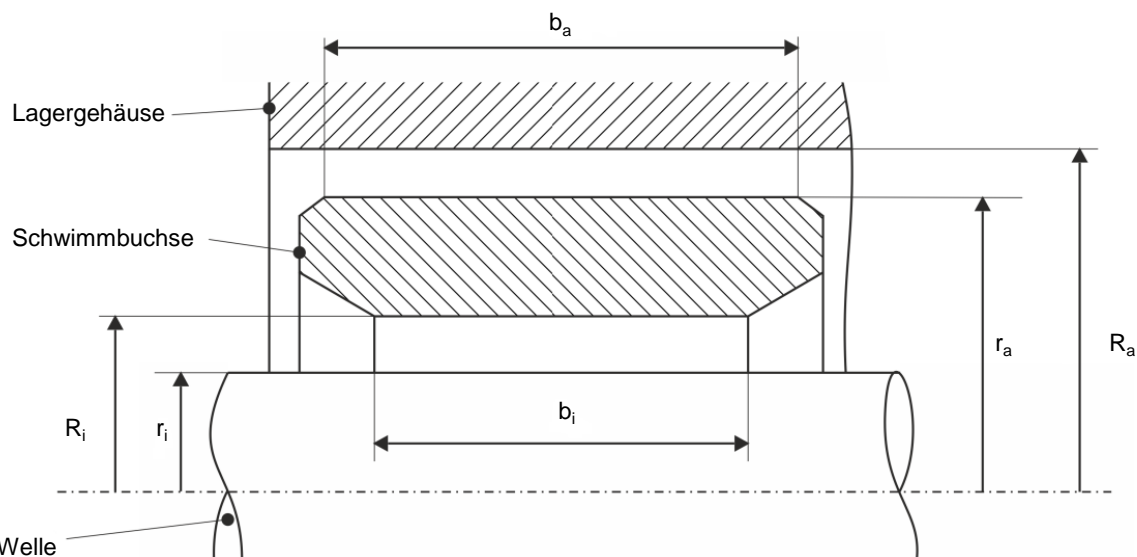


Abbildung 4-4: Geometrische Grundparameter der Schwimmbuchsenlagerung [41] mit Wellen- r_i und innerem Schwimmbuchsenradius R_i , sowie äußerem Schwimmbuchsen r_a und Gehäusebohrungsradius R_a und axialer Ausdehnung des inneren b_i und äußeren b_a Schmierfilms

4.3 Hydraulische Lagermodellierung

Die Erhaltung der Masse 2-2, des Impulses 2-5 und der Energie 2-8 lassen sich mit Hilfe folgender Annahmen [27],[86] signifikant vereinfachen:

- Lagerzapfen und Lagerschale sind starr und ihre Oberflächen sind glatt. Das Schmiermittel haftet an den Oberflächen.
- Der Druck ist über die Schmierpalhöhe konstant.

- Die dynamische Viskosität η und die Dichte ρ sind konstant und keine Funktion des Ortes, der Zeit, des Druckes oder der Temperatur.
- Die Schmierpalthöhe ist sehr klein gegenüber Lagerradius und -breite, so dass der Schmierpalt in einer Ebene abgewickelt und in kartesischen Koordinaten dargestellt werden kann, siehe Abbildung 4-3 b
- Beide Oberflächen sind schwach zueinander geneigt, so dass die Dicke des Schmierpalt es wenig veränderlich ist. Damit gilt $\cos \alpha \approx 1$ und $\sin \alpha \approx \tan \alpha \approx \partial h / \partial x$ siehe Abbildung 4-3,b)
- Die Änderungen der Geschwindigkeitskomponente v ist in allen Richtungen vernachlässigbar klein.
- Die Änderungen der Geschwindigkeitsgradienten von u und w in x - und z -Richtung sind sehr klein gegenüber denen in y -Richtung.
- Die Trägheitskräfte und die äußeren Feldkräfte (hier Gravitationskräfte) werden gegenüber den Reibungskräften vernachlässigt.

Mit den oben getroffenen Vereinfachungen ergibt sich für die Impulsgleichung in x - und z -Richtung

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad 4-1$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial y} \right). \quad 4-2$$

Mit den Randbedingungen, die die Umfangsgeschwindigkeit der Lagerschale U_S und der Welle U_W enthalten

$$y = 0, \quad u = U_S, \quad v = 0, \quad w = 0,$$

$$y = h, \quad u = U_W, \quad v = U_W \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial t}, \quad w = 0,$$

folgt für die Geschwindigkeitsgradienten $\partial u / \partial y$ und $\partial w / \partial y$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial x} \frac{y}{\mu} + \frac{1}{\mu} \left(\frac{U_W - U_S}{F_0} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{F_1}{F_0} \right), \quad 4-3$$

$$\frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial z} \frac{y}{\mu} - \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \frac{F_1}{F_0} \quad 4-4$$

und die Geschwindigkeiten u und w im Schmierfilm

$$u(y) = \frac{\partial p}{\partial x} \int_0^y \frac{y}{\mu} dy + \left(\frac{U_W - U_S}{F_0} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{F_1}{F_0} \right) \int_0^y \frac{1}{\mu} dy + U_S, \quad 4-5$$

$$w(y) = \frac{\partial p}{\partial z} \int_0^y \frac{y}{\mu} dy - \frac{\partial p}{\partial z} \frac{F_1}{F_0} \int_0^y \frac{1}{\mu} dy, \quad 4-6$$

mit den Viskositätskorrekturtermen F_0 und F_1

$$F_0 = \int_0^h \frac{1}{\mu} dy, \quad F_1 = \int_0^h \frac{y}{\mu} dy.$$

Die über die Schmierspalthöhe h integrierte Kontinuitätsgleichung ergibt

$$\int_0^h \frac{\partial \rho}{\partial t} dy + \int_0^h \frac{\partial \rho u}{\partial x} dy + \int_0^h \frac{\partial \rho v}{\partial y} dy + \int_0^h \frac{\partial \rho w}{\partial z} dy = 0. \quad 4-7$$

Unter Anwendung der Leibniz-Regel und Annahme einer konstanten Dichte in Spalthöhenrichtung können die einzelnen Terme der Kontinuitätsgleichung zur verallgemeinerten Form der Reynolds Differentialgleichung für Schwimmbuchsenlager mit dem Viskositätskorrekturterm F_2

$$F_2 = \int_0^h \frac{y}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy$$

umgeformt werden zu

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\rho F_2 \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho F_2 \frac{\partial p}{\partial z} \right] = (U_W - U_S) \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \left(h - \frac{F_1}{F_0} \right) \right] + U_S \frac{\partial \rho h}{\partial x} + \frac{\partial \rho h}{\partial t}. \quad 4-8$$

Im vollgefüllten Bereich schwachbelasteter hochtouriger Gleitlagerungen kann die Kompressibilität des Schmierstoffs vernachlässigt werden [41]. Weiterhin werden im Folgenden nur stationäre Zustände an der Lagerstelle betrachtet, sodass auch der

transiente Term $\partial h / \partial t$ entfällt. Um zu einer allgemeinen Formulierung der Reynold-schen Differentialgleichung für beide Schmierfilme zu gelangen, wird für beide Schmierfilme ein lokales Koordinatensystem auf der Lagerbohrung bzw. auf der Schwimmbuchse eingeführt. Dadurch ergibt sich die Schalengeschwindigkeit in beiden Schmierfilmen zu $U_s = 0$ und die Reynoldsgleichung vereinfacht sich zu

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[F_2 \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[F_2 \frac{\partial p}{\partial z} \right] = U \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(h - \frac{F_1}{F_0} \right) \right]. \quad 4-9$$

Im äußeren Spalt wird die Umfangsgeschwindigkeit U zur Geschwindigkeit der Lagerbuchsenaußengleitfläche U_B . Im inneren Spalt wird für die Umfangsgeschwindigkeit U die Summengeschwindigkeit von innerer Buchsengleitfläche und Wellenoberfläche angenommen

$$U = (\omega_W + \omega_B) \cdot r_i.$$

Die verallgemeinerte Form der Reynoldsgleichung 4-9 im Radiallager kann als eine Überlagerung einer Scherströmung (Couette-Strömung), die durch die Wellenrotation induziert wird, und eines durch die Druckverteilung getriebenen Druckflusses (Poiseuille-Strömung) angesehen werden. Die Poiseuille Strömung wird dabei durch die Terme auf der linken Seite der Gleichung, die Couette Strömung durch die Terme auf der rechten Seite beschrieben. Die verallgemeinerte Form der Reynoldsgleichung wird im Folgenden noch um die Turbulenzkorrekturfaktoren K_x und K_z erweitert. Die Schmierfilmturbulenz spielt besonders bei der Auslegung hochtouriger und damit häufig thermisch stark belasteter Gleitlager eine wesentliche Rolle, da sie einen signifikanten Einfluss auf die Temperatur- und Strömungscharakteristik des Schmiermittels hat. Die Herleitung und Modellierung der Turbulenzkorrekturfaktoren werden ausführlich in [3],[14],[15],[87] beschrieben. Die Reynoldsgleichung erweitert sich damit zu

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{F_2}{K_x} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{F_2}{K_z} \frac{\partial p}{\partial z} \right] = U \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(h - \frac{F_1}{F_0} \right) \right]. \quad 4-10$$

4.3.1 Druckrandbedingungen der Reynoldsgleichung

Um die verallgemeinerte Reynoldsgleichung eindeutig zu lösen, müssen an den Rändern des Rechengebietes Randbedingungen vorgegeben werden.

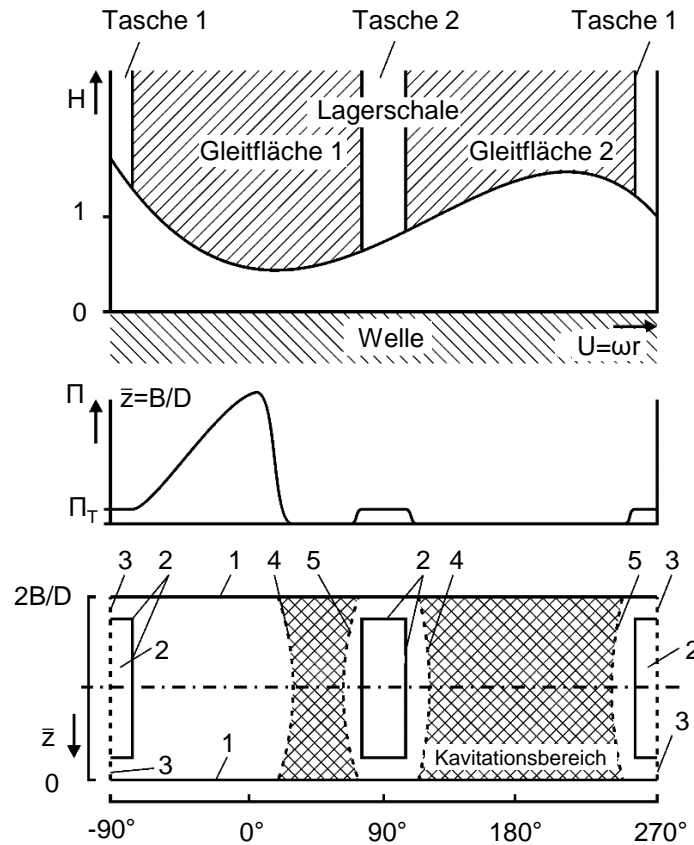


Abbildung 4-5: Randbedingungen für die Lösung der Reynoldsgleichung [3]

Für die einzelnen Ränder gilt [41]:

1. Der Schmierfilmdruck an den Lagerrändern entspricht dem Umgebungsdruck.
2. Der Schmierfilmdruck in den Taschen entspricht dem jeweiligen effektiven Taschendruck.
3. Die Druckverteilung im Schmierpalt ist 2π -periodisch
- 4./5. In divergierenden Spaltbereichen von Gleitlagern können in der mathematischen Lösung der Reynoldsgleichung Bereiche mit unrealistisch negativem Druck auftreten. Physikalisch reißt der Schmierfilm in diesen Bereichen auf, Luft löst sich aus dem Fluid und es tritt gasförmige Kavitation ein [77]. Zur Beschreibung der Kavitation existieren mehrere Modellansätze. Nachfolgend wird die massenerhaltende JFO-Kavitationstheorie [20],[21] verwendet, um die Kontinuität der Schmierstoffmenge an den Kavitationsrändern zu gewährleisten. Hierzu werden der Druck und der Druckgradient am Kavitationsbeginn zu null gesetzt. Die Lage des Kavitationsgebietes wird dabei iterativ bestimmt.

4.4 Geometrische Beschreibung der Spalthöhenfunktion

Zur Lösung der Reynoldsgleichung muss die Spalthöhe h in Abhängigkeit des Umfangs φ beschrieben werden. Die Schmierspaltfunktion $h(\varphi)$ kann dabei in kartesischen Koordinaten für eine Lagerbohrung mit profilierten Gleitflächen (vgl. Abbildung 4-6) dimensionslos bestimmt werden zu

$$H(\varphi) = \frac{h(\varphi)}{\Delta R} = \underbrace{\frac{\psi_{G,k}}{\psi} + \left(\frac{\psi_{G,k}}{\psi} - 1\right) \cos(\varphi - \tau_k)}_{\text{Gleitflächenprofilierung}} - \underbrace{\frac{\varepsilon \cos(\varphi - \gamma)}{\psi}}_{\text{Wellenverlagerung}}. \quad 4-11$$

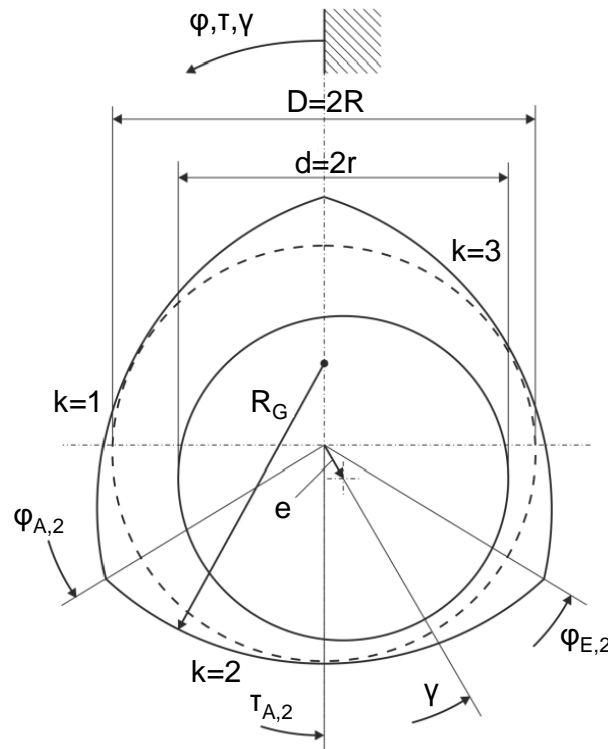


Abbildung 4-6: Spaltgeometrie eines profilierten Gleitlagers [75]

Das relative Lagerspiel ψ ist hierbei definiert als Verhältnis von Lagerspiel ΔR zu Wellenradius r

$$\psi = \frac{\Delta R}{r}, \quad 4-12$$

das relative Krümmungsspiel als Verhältnis der Differenz des Krümmungs- $R_{G,k}$ und Wellenradius r zum Wellenradius r

$$\psi_{G,k} = \frac{(R_{G,k} - r)}{r}. \quad 4-13$$

Die angulare Lage des Krümmungsmittelpunktes der Gleitfläche wird dabei durch die Winkellage τ_k beschrieben. Die Wellenverlagerung wird über die relative Exzentrizität

$$\varepsilon = \frac{e}{\Delta R}, \quad 4-14$$

sowie den Verlagerungswinkel γ festgelegt.

4.5 Thermische Lagermodellierung

Die hohen Rotordrehzahlen in Abgasturboladern führen zu hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Schmierpalt und damit auch zu einer signifikanten Schmierfilmdissipation. Dadurch wird die Schwimmbuchsenlagerung thermisch stark beansprucht. Neben der durch die hohen Rotordrehzahlen verursachten Schmierfilmdissipation wird die Radial-, wie auch die Axiallagerung weiter durch Wärmeeintrag aus der Umgebung beeinflusst. Die Turbine des Abgasturboladers wird mit heißen Verbrennungsgasen beaufschlagt, die zusätzliche Wärme ins Gesamtsystem einbringt und das Verhalten der Lagerung entscheidend mitbestimmt. Aufgrund dieser Betriebsbedingungen im Turbolader kann die Veränderung der temperaturabhängigen Viskosität nicht vernachlässigt werden und die Lösung einer Energiegleichung, die die dreidimensionale Temperaturverteilung im Lager ermittelt, wird zur korrekten Vorhersage des Betriebsverhaltens notwendig. Um den Wärmeeintrag auf das Lagergesamtsystem besser bewerten zu können, wird zusätzlich das Gehäuse, die Schwimmbuchse und die Welle in der thermischen Modellierung mitberücksichtigt. Durch geeignete Übergangsrandbedingungen an den Grenzflächen kann die Kontinuität der Temperatur und des Wärmestroms gewährleistet werden. Für die Energiegleichung des Spaltes kann Gleichung 2-8 herangezogen werden. Es gilt für die Temperaturverteilung in kartesischen Koordinaten, ausgehend von stationären Zuständen im Spalt

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \Phi. \quad 4-15$$

Die Dissipationsfunktion Φ vereinfacht sich zu

$$\Phi = \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right]. \quad 4-16$$

Neben der Energiegleichung des Spaltes wird zur Beschreibung der thermischen Vorgänge in Gehäuse, Lagerbuchse und Welle noch eine dreidimensionale Wärmeleitungsgleichung benötigt. Da Gehäuse und Lagerbuchse als Hohlzylinder und die Welle als Vollzylinder abgebildet werden, sind Zylinderkoordinaten für die Beschreibung des

Problems vorzuziehen. Für die stationäre Wärmeleitungsgleichung mit konstanter Wärmeleitfähigkeit λ gilt in Zylinderkoordinaten

$$\frac{1}{r^2} \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r} \lambda \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad \mathbf{4-17}$$

Aufgrund der hohen Umfangsgeschwindigkeit der Welle wird angenommen, dass sich eine in Gleitrichtung konstante Temperatur an der Wellenoberfläche einstellt. Damit vereinfacht sich die Wärmeleitungsgleichung der Welle zu

$$\frac{1}{r} \lambda \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad \mathbf{4-18}$$

4.5.1 Randbedingungen der thermischen Modellierung

Zur Lösung der Energiegleichungen müssen für das thermische Lagermodell noch Randbedingungen an den Systemgrenzen definiert werden.

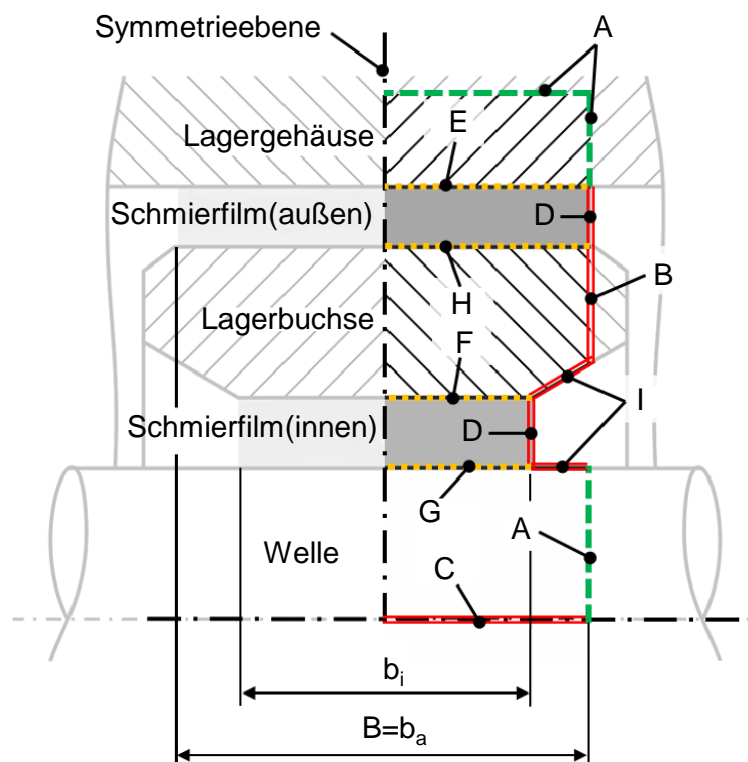


Abbildung 4-7: Thermische Randbedingungen des Lagermodells [41]

A. Für den Ausschnitt des Lagergehäuses und des Rotors können drei unterschiedliche Randbedingungen vorgegeben werden.

a. Vorgabe eines diskreten Temperaturwertes:

$$T|_{\partial\Omega} = T_{R,G}$$

- b. Vorgabe des Wärmeübergangs am Rand mit Wärmeübergangskoeffizienten α und Umgebungstemperatur T_U :

$$\dot{q}|_{\partial\Omega} = \alpha (T_U - T_{R,G})$$

- c. Adiabate Betrachtung:

$$\dot{q}|_{\partial\Omega} = 0$$

- B. Die Ermittlung der thermischen Umgebungsbedingungen der Stirnfläche der rotierenden Lagerbuchse ist nur unter sehr hohem technischen Aufwand möglich. Sie ist wesentlich von den umgebenden Ölfüllungsverhältnissen und den angrenzenden Bauteilen und deren Temperaturen abhängig, die im Allgemeinen unbekannt sind und daher nur abgeschätzt werden können. Der axiale Wärmestrom an der Schwimmbuchse wird daher über einen Wärmeübergangskoeffizienten und die Umgebungstemperatur T_U wie folgt definiert

$$\dot{q}|_{\partial\Omega} = \alpha (T_U - T_{LB}).$$

- C. Die Welle wird als rotationssymmetrische Vollwelle angenommen. Da normal zur Drehachse kein Wärmetransport stattfindet gilt

$$\dot{q}|_{\partial\Omega} = 0.$$

- D. An den axialen Ausflussrändern der Schmierfilme wird das Temperaturgefälle in axialer Richtung nach [70] zu null vorgegeben:

$$\dot{q}|_{\partial\Omega} = 0.$$

- E. Am Interface zwischen Lagergehäuse und äußerem Schmierfilm wird die Kontinuität der Temperatur und des Wärmestroms gewährleistet über

$$T_G|_{\partial\Omega} = T_{S,a}|_{\partial\Omega},$$

$$\dot{q}_G|_{\partial\Omega} = \dot{q}_{S,a}|_{\partial\Omega}.$$

- F. – H. Die Kontinuität des Wärmestroms und der Temperatur wird analog zu E für alle Interfaces implementiert.

- I. Da die Gleitflächen des äußeren und inneren Schmierfilms in praktischen Anwendungen nicht immer mit identischer Breite ausgeführt werden, kann in einigen Bereichen der Festkörper kein hydrodynamischer Schmierfilm aufgebaut werden, da die radialen Spaltweiten wesentlich größer werden als das radiale Lagerspiel. In diesen Bereichen wird die Dissipation vernachlässigt und der Spaltfüllungsgrad auf $F = 0$ gesetzt.

4.6 Erweiterte Reynolds- und Energiegleichung

Um Kavitation und Turbulenz in Radialgleitlagern zu berücksichtigen, erfolgt eine Erweiterung von Reynolds- und Energiegleichung analog zum Axialgleitlager. Die auftretende Turbulenz wird in der Reynoldsgleichung durch Einführung von Turbulenzkorrekturfaktoren [88], in der Energiegleichung durch eine verbesserte Wärmeleitfähigkeit [15] abgebildet. Die durch Kavitation bedingten Teilfüllungszustände im Schmier-spalt werden mit Hilfe des Spaltfüllungsgrades F und des Kavitationsindex K modelliert [3]. Die Variablen erlauben die Unterteilung des Lösungsgebietes in unterschiedliche Teilgebiete, in denen im vollgefüllten Spalt die Reynolds- und im teilgefüllten Spalt die Transportgleichung gilt. Die Energiegleichung wird ebenfalls mit dem Spaltfüllungsgrad F skaliert, um den Einfluss der Teilfüllung auf die Wärmetransportprozesse zu berücksichtigen. Zur Verbesserung der numerischen Stabilität erfolgt des Weiteren die Einführung dimensionsloser Größen. Für die dimensionslose Reynolds- (4-19) und Energiegleichung (4-20) folgt

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{K H^3}{12 \mu_p^* K_x} \frac{\partial \Pi}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\frac{K H^3}{12 \mu_p^* K_z} \frac{\partial \Pi}{\partial \bar{z}} \right] = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} (F f_c H), \quad 4-19$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \varphi} (H \bar{u} F \vartheta) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left[\left(\bar{v} - \bar{u} \bar{y} \frac{\partial H}{\partial \varphi} - \bar{w} \bar{y} \frac{\partial H}{\partial \bar{z}} \right) F \vartheta \right] + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} (H \bar{w} F \vartheta) \\ = \frac{1}{Pr Re_0 \psi} \left[\psi^2 \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\lambda_{eff}^* H \frac{\partial F \vartheta}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\frac{\lambda_{eff}^*}{H} \frac{\partial F \vartheta}{\partial \bar{y}} \right) \right. \\ \left. + \psi^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\lambda_{eff}^* H \frac{\partial F \vartheta}{\partial \bar{z}} \right) \right] + \mu^* \frac{K_t}{H} F \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{y}} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad 4-20$$

Die Variablen K_x und K_z symbolisieren hierbei die Turbulenzkorrekturfaktoren, λ_{eff}^* die wirksame thermische Konduktivität. Aufgrund unterschiedlicher Dimensionen der beschreibenden Gleichungen werden die Rechengebiete zwei- (Reynoldsgleichung) und dreidimensional (Energiegleichung) diskretisiert. Die Überführung der erweiterten Reynolds- und Energiegleichung in Koeffizientendarstellung und Implementierung der Gleichungen orientiert sich dabei im Wesentlichen an [3].

4.7 Lagerspieländerung durch thermische Einflüsse

Aufgrund der thermischen Ausdehnungen der Bauteile ändern sich die nominalen Lagerspiele im inneren und im äußeren Spalt. Die Ausdehnungen werden dabei maßgeblich von der Temperaturänderung in den Bauteilen und den Materialkennwerten

bestimmt. Die relative Änderung der Lagerspiele kann bei bekannter Temperaturverteilung und Materialkennwerten mit den Näherungsformeln nach [39],[40],[89] berechnet werden

$$\psi_{i,eff} = \psi_{i,0} + \alpha_B(T_{B,i} - T^*) - \alpha_W(1 - \psi_{i,0})(T_W - T^*), \quad 4-21$$

$$\psi_{a,eff} = \psi_{a,0} + \alpha_G(T_G - T^*) - \alpha_B(1 - \psi_{a,0})(T_{B,a} - T^*). \quad 4-22$$

Die relativen Kalspiele $\psi_{i,0}$ und $\psi_{a,0}$ beziehen sich auf die Bezugstemperatur $T^* = 20^\circ\text{C}$. Die Parameter α_G , α_B , α_W sind die Längenausdehnungskoeffizienten des Gehäuse-, des Buchsen- und des Wellenwerkstoffes. Zudem gehen die mittleren Temperaturen der inneren und äußeren Buchsengleitfläche $T_{B,i}$ und $T_{B,a}$, sowie die mittleren Temperaturen des Gehäuses T_G und der Wellenoberfläche T_W in die Berechnung ein.

4.8 Programmablauf

Zur Vorausberechnung stationärer Betriebszustände in den Radialgleitlagerungen moderner Abgasturbolader wurde auf Basis der Ergebnisse des Forschungsprojektes „Systemspezifische Turbolader-Schmierfilmdissipation“ (FVV) das Berechnungsprogramm FLOBUCOM erstellt [43]. Die Verifikation des Rechenprogramms erfolgte in [43] mit dem Gleitlagerberechnungsprogramm COMBROS R [75], das auf denselben theoretischen Grundlagen aufgebaut ist. Für die Validierung wurden umfangreiche experimentelle Untersuchungen an einem Heißgasprüfstand durchgeführt. Dabei konnte eine gute Übereinstimmung gemessener und berechneter Kennwerte gezeigt werden. Wesentliches Merkmal des Berechnungsprogrammes ist die gleichzeitige Berücksichtigung der energetischen, mechanischen und hydraulischen Kopplung der beiden Schmierfilme für drehende und stehende Schwimmbuchsen. Eine vollständige Ausführung der mathematischen Grundlagen und numerischen Umsetzung ist in [41] zu finden. Die komplexe Grundstruktur von FLOBUCOM ist in Abbildung 4-8 dargestellt. Aus dem Flussdiagramm wird ersichtlich, dass die Berechnung des äußeren und inneren Schmierfilms, sowie der Buchsendrehzahl getrennt voneinander stattfindet. Die hydraulische Kopplung der beiden Schmierfilme erfolgt dabei iterativ über eine globale Bilanzsumme, die jedoch die Massenerhaltung an den einzelnen Koppelbohrungen nicht erfüllt. Dadurch entstehen nicht nur Unsicherheiten in der hydraulischen, sondern auch in der thermischen Kopplung der Schmierfilme, da die für die Energiegleichung

notwendigen Geschwindigkeitsverteilungen aus den Ergebnissen der hydraulischen Kopplung berechnet werden.

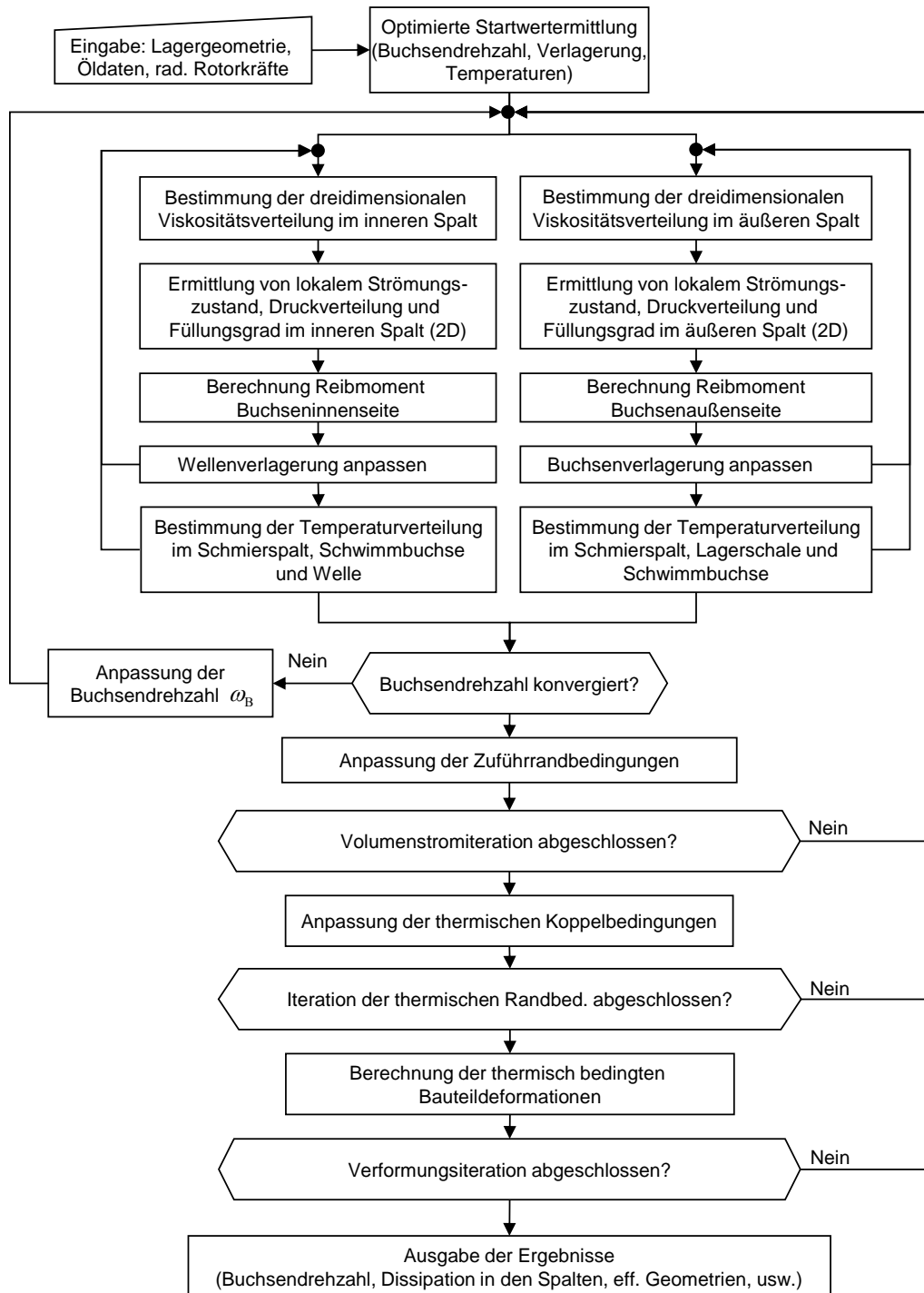


Abbildung 4-8: Flussdiagramm FLOBUCOM [41]

Neben hydraulischer und thermischen Kopplung muss zudem noch die Buchsendrehzahl als weitere Größe iteriert werden. Die eingesetzten iterativen Berechnungsverfahren besitzen den Vorteil eines vergleichsweise niedrigen Implementierungsaufwandes. Allerdings führt die iterative Einzelbetrachtung der Schmierfilme einerseits zu quantitativen Unsicherheiten. Andererseits können die starken Nichtlinearitäten der einzelnen Größen numerische Instabilitäten des Gesamtrechensystems verursachen, die eine Steuerung durch Relaxationsparameter erfordern. Die Vielzahl der Schleifendurchläufe und die notwendigen Relaxationsparameter verursachen gerade bei konservativ gewählten Abbruchkriterien lange Rechenzeiten. Des Weiteren besteht die Gefahr, dass die Berechnungen nicht auf einen Gleichgewichtszustand konvergieren. Diese Nachteile können mit Hilfe eines monolithischen Ansatzes behoben werden. Ein monolithischer Ansatz formuliert dabei das zu lösende Problem in einem einzigen Gleichungssystem. Daher werden im Folgenden verschiedene monolithische Koppelmodelle entwickelt und die komplexe Rechenstruktur deutlich vereinfacht, sodass verbesserte Stabilität und Recheneffizienz bei gleicher oder verbesserter Rechengenauigkeit möglich werden. Um die Berechnung des äußeren und inneren Schmierfilms in einem Gleichungssystem zu vereinen, müssen beide Schmierfilme hydraulisch gekoppelt werden. Die hydraulische Kopplung ermöglicht dabei in einem weiteren Schritt die Berechnung der Schwimmbuchsendrehzahl aus der Reynoldsgleichung ohne Iteration. Sofern die Kopplungsrandbedingungen der beiden Teilprobleme linear von deren Lösungsvariablen abhängen, können die Randbedingungen direkt als Teil des Gleichungssystems formuliert werden. Mit Kenntnis der lokalen Volumenstrombilanz an den Koppelbohrungen kann des Weiteren ein direktes thermisches Koppelmodell entwickelt werden. Damit vereinfacht sich der Ablauf von FLOBUCOM wie auf Abbildung 4-9 dargestellt. Nachteilig gegenüber iterativen Verfahren ist der hohe Implementierungsaufwand monolithischer Ansätze. Zwar steigt der numerische Aufwand zur Lösung der Gleichungssysteme aufgrund ihrer zunehmenden Dimension an, jedoch müssen sie im Gegensatz zu iterativen Verfahren nur einmal gelöst werden.

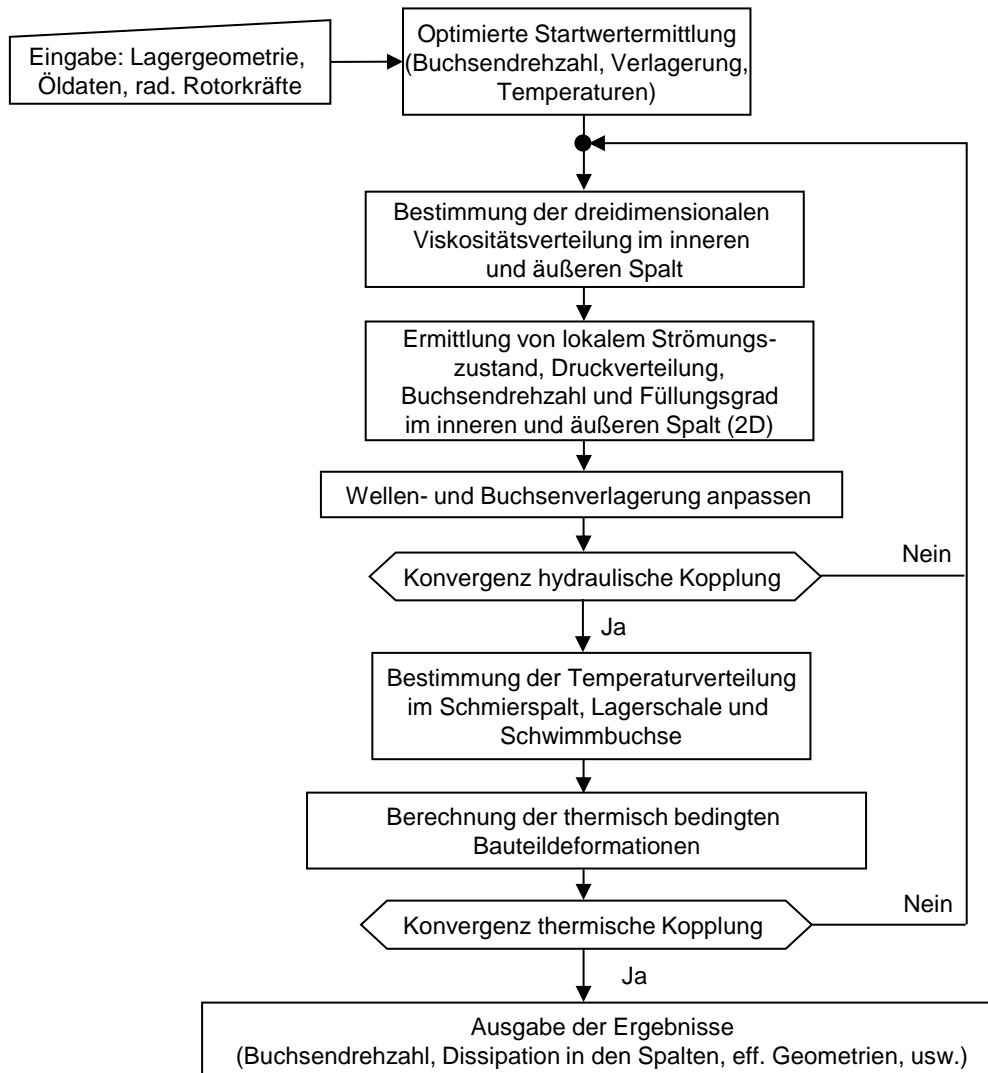


Abbildung 4-9: Vereinfachtes Ablaufdiagramm von FLOBUCOM mit monolithischen Modellansätzen

4.9 Monolithische Modellbildung von Schwimmbuchsenlagern

4.9.1 Monolithisches Modell zur direkten hydraulischen Kopplung der Schmierfilme

Über die Forderung nach Erfüllung der Volumenstrombilanz an jeder einzelnen Kommunikationsbohrung können die beiden Schmierfilme von Schwimmbuchsenlagern mathematisch miteinander gekoppelt werden. Damit muss der Zufuhrdruck in den Koppelbohrungen nicht mehr iterativ ermittelt werden, sondern ergibt sich direkt aus der Lösung der Reynoldsgleichung mit der geforderten Nebenbedingung, dass die Volumenstrombilanz an den Kommunikationsbohrungen erfüllt ist. Die Kopplung der Schmierfilme ermöglicht eine simultane Berechnung der Reynoldsgleichung beider Schmierfilme in einem einzelnen Gleichungssystem. Dies erhöht zum einen die nume-

rische Stabilität wesentlich. Zum anderen kann auf die Iterationsschleife der hydraulischen Schmierfilmkopplung verzichtet werden, wodurch die Rechenzeit erheblich verringert wird. Die Kopplung der Schmierfilme ist schematisch in Abbildung 4-10 dargestellt.

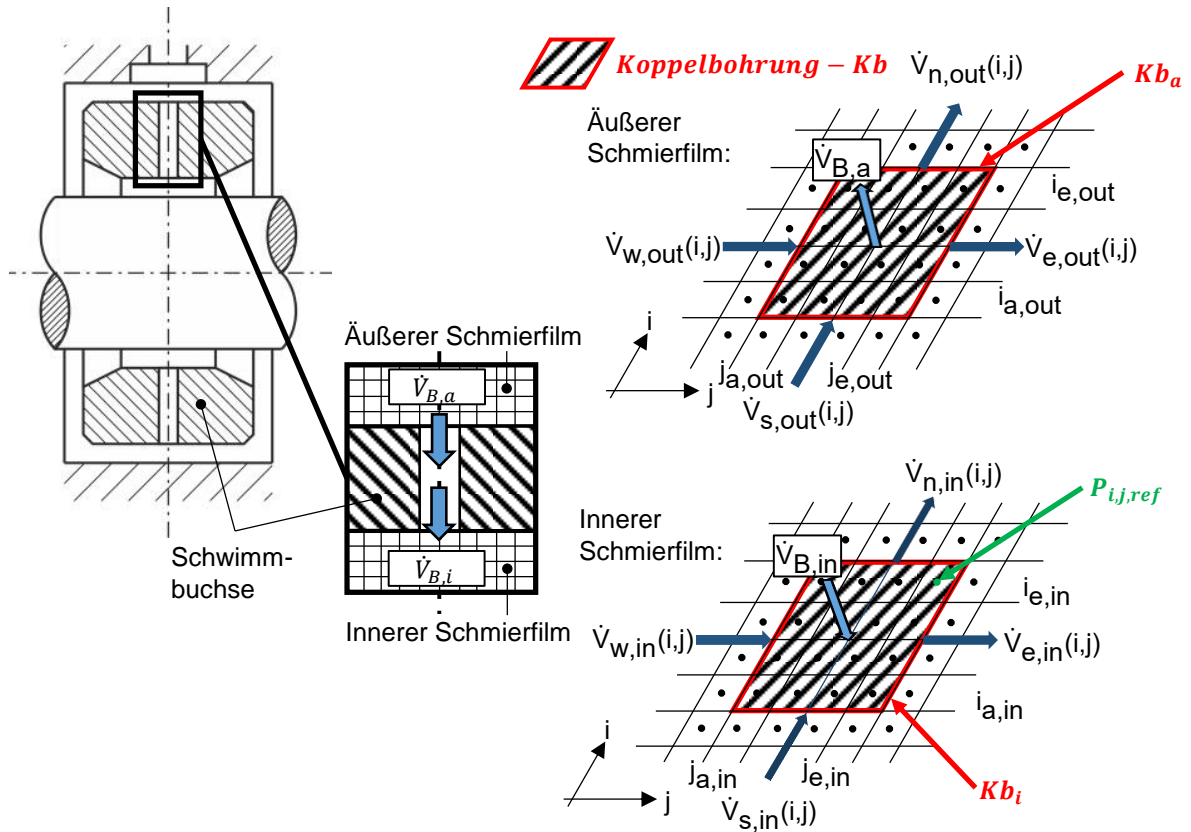


Abbildung 4-10: Kopplung des inneren und äußeren Schmierfilms über die Kommunikationsbohrungen

Um die globale Massenerhaltung zu gewährleisten, muss die Volumenstrombilanz jeder einzelnen Koppelbohrung erfüllt sein. Es gilt daher, dass die Summe der über die Kommunikationsbohrungen ausgetauschten Volumenströme null ergeben muss, was sich mathematisch wie folgt ausdrücken lässt

$$\dot{V}_{B,a} = \dot{V}_{B,i} \text{ bzw. } \dot{V}_{B,a} - \dot{V}_{B,i} = 0.$$

4-23

Die ausgetauschten Volumenströme des äußeren $\dot{V}_{B,a}$ und inneren $\dot{V}_{B,i}$ Spaltes ergeben sich dabei aus der Summe der über die Kontrollvolumenseiten der Koppelbohrung zu- oder abfließenden Volumenströme

$$\dot{V}_{B,out} = \sum_{i,j \in Kb_a} \dot{V}_{w,out}(i,j) - \dot{V}_{e,out}(i,j) + \dot{V}_{s,out}(i,j) - \dot{V}_{n,out}(i,j), \quad 4-24$$

$$\dot{V}_{B,in} = \sum_{i,j \in Kb_i} \dot{V}_{w,in}(i,j) - \dot{V}_{e,in}(i,j) + \dot{V}_{s,in}(i,j) - \dot{V}_{n,in}(i,j). \quad 4-25$$

Die Volumenströme an den einzelnen Kontrollvolumenseiten setzen sich dabei aus den Poiseuille-, Couette- und Fliehkraftströmen zusammen. Der Druckanstieg Δp_{flieh} durch die Fliehkräfte wird im inneren Schmierspalt über

$$\Delta p_{flieh} = \frac{\rho}{8} \omega_B^2 (D_a^2 - D_i^2) \quad 4-26$$

berücksichtigt [43]. Der Druck wird dabei in der gesamten Koppelbohrung als konstant angenommen und die Volumenstromkopplung auf ein einzelnes Referenzkontrollvolumen $P_{i,j,ref}$ im äußeren Spalt projiziert. Für die übrigen diskreten Punkte der Bohrungen gilt

$$P_{i,j,au\ddot{u}sen} - P_{i,j,ref} = 0 \quad \forall i,j \in \text{Koppelbohrung, au\ddot{u}sen} \setminus P_{i,j,ref},$$

$$P_{i,j,innen} - P_{i,j,ref} = -\Delta p_{flieh} \quad \forall i,j \in \text{Koppelbohrung, innen}.$$

Damit ergibt sich folgendes Gleichungssystem für den Referenzknoten $P_{i,j,ref}$ der Koppelbohrung:

$$\begin{aligned} & \left(\sum_{\substack{i_{a,out} \dots i_{e,out} \\ j_{a,out}}} (\dot{q}_w)_P - \sum_{\substack{i_{a,out} \dots i_{e,out} \\ j_{e,out}}} (\dot{q}_e)_P + \sum_{\substack{i_{a,out} \\ j_{a,out} \dots j_{e,out}}} (\dot{q}_s)_P - \sum_{\substack{i_{e,out} \\ j_{a,out} \dots j_{e,out}}} (\dot{q}_n)_P \right) - \dots \\ & \left(\sum_{\substack{i_{a,in} \dots i_{e,in} \\ j_{a,in}}} (\dot{q}_w)_P - \sum_{\substack{i_{a,in} \dots i_{e,in} \\ j_{e,in}}} (\dot{q}_e)_P + \sum_{\substack{i_{a,in} \\ j_{a,in} \dots j_{e,in}}} (\dot{q}_s)_P - \sum_{\substack{i_{e,in} \\ j_{a,in} \dots j_{e,in}}} (\dot{q}_s)_P \right) \dots \\ & = - \left(\sum_{\substack{i_{a,out} \dots i_{e,out} \\ j_{a,out}}} (\dot{q}_w)_C + \sum_{\substack{i_{a,out} \dots i_{e,out} \\ j_{e,out}}} (\dot{q}_e)_C \right) \dots \end{aligned}$$

$$+ \left(\sum_{\substack{i_{a,in} \dots i_{e,in} \\ j_{a,in}}} (\dot{q}_w)_C + (\dot{q}_w)_{FK} \dots - \sum_{\substack{i_{a,in} \dots i_{e,in} \\ j_{e,in}}} (\dot{q}_e)_C + (\dot{q}_e)_{FK} + \sum_{\substack{i_{a,in} \\ j_{a,in} \dots j_{e,in}}} (\dot{q}_s)_{FK} - \sum_{\substack{i_{e,in} \\ j_{a,in} \dots j_{e,in}}} (\dot{q}_s)_{FK} \right) \quad 4-27$$

Durch die Implementierung der direkten Druckkopplung ist die Kontinuität des zwischen inneren und äußeren Schmierfilms ausgetauschten Schmiermittels automatisch erfüllt. Da jede Koppelbohrung einzeln ins Gleichungssystem eingeht, stellt sich auch an jeder Koppelbohrung ein separater Koppeldruck ein.

4.9.2 Direkte Berechnung der Buchsendrehzahl

Die Reynoldsgleichung stellt mit den passenden Randbedingungen ein geschlossenes Gleichungssystem dar. Die Buchsendrehzahl ω_B geht dabei zur Berechnung der Umfangsgeschwindigkeit auf der rechten Seite der Gleichung ein. Da die Reynoldsgleichung des inneren und äußeren Spalts mit der Buchsendrehzahl entdimensioniert wird, ist diese nur noch als Identität in den Gleichungen zu finden. Durch die hydraulische Kopplung der beiden Schmierfilme über die Kommunikationsbohrungen und die Lösung in einem einzelnen Gleichungssystem kann die Buchsendrehzahl als direkte Lösungsvariable aus dem Gleichungssystem bestimmt werden. Mit Erweiterung des Gleichungssystems um eine weitere Lösungsvariable neben dem Druck, wird eine zusätzliche physikalische Bedingung notwendig, um das Gleichungssystem zu schließen. Die notwendige Gleichung kann aus dem stationären Momentengleichgewicht an der Schwimmbuchse hergeleitet werden. Dabei gilt

$$M_i + M_a = 0. \quad 4-28$$

Für den äußeren Schmierfilm folgt

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{H^3}{12\eta_p K_x} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\frac{H^3}{12\eta_p K_z} \frac{\partial P}{\partial \bar{z}} \right] = \frac{\omega_B}{2\omega_a} \frac{\partial}{\partial \varphi} (f_c H), \quad 4-29$$

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{H^3}{12\eta_p K_x} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\frac{H^3}{12\eta_p K_z} \frac{\partial P}{\partial \bar{z}} \right] - \frac{\omega_B}{2\omega_a} \frac{\partial}{\partial \varphi} (f_c H) = 0. \quad 4-30$$

Für den inneren Schmierfilm gilt

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{H^3}{12\eta_P K_x} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\frac{H^3}{12\eta_P K_z} \frac{\partial P}{\partial \bar{z}} \right] = \frac{1}{2} \frac{(\omega_W + \omega_B)}{\omega_i} \frac{\partial}{\partial \varphi} (f_C H), \quad 4-31$$

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{H^3}{12\eta_P K_x} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\frac{H^3}{12\eta_P K_z} \frac{\partial P}{\partial \bar{z}} \right] - \frac{\omega_B}{2\omega_i} \frac{\partial}{\partial \varphi} (f_C H) = \frac{1}{2} \frac{\omega_W}{\omega_i} \frac{\partial}{\partial \varphi} (f_C H). \quad 4-32$$

Die Parameter ω_i und ω_a symbolisieren hierbei die gewählten Entdimensionierungsfaktoren des inneren und äußeren Spaltes, ω_W die Wellenwinkelgeschwindigkeit. Unter Berücksichtigung der Kavitation ergibt sich die Kontrollvolumengleichung für den äußeren Spalt mit der zusätzlichen Unbekannten ω_B :

$$[a_o \mathbf{P}_0]_{i,j} = \left[K_E a_E \mathbf{P}_E + \left(K_W a_W + (1 - K_W) \frac{\Delta z}{2} (f_C H)_W \right) \mathbf{P}_W + K_N a_N \mathbf{P}_N + K_S a_S \mathbf{P}_S + a_B \omega_B \right]_{i,j},$$

$$a_o = K_0 (a_E + a_W + a_N + a_S) + \frac{\omega_B^{n-1}}{\omega_a} (1 - K_0) \frac{\Delta z}{2} (f_C H)_0,$$

$$a_E = \Delta z \left(\frac{H^3}{12\eta_P K_x} \right)_e, \quad a_N = \Delta \varphi \left(\frac{H^3}{12\eta_P K_z} \right)_n, \quad a_W = \Delta z \left(\frac{H^3}{12\eta_P K_x} \right)_w,$$

$$a_S = \Delta \varphi \left(\frac{H^3}{12\eta_P K_z} \right)_s, \quad a_B = \frac{\Delta z}{2\omega_a} ((f_C H)_W + K_0 K_W [(f_C H)_w - (f_C H)_W] - (f_C H)_0 - K_E K_0 [(f_C H)_e - (f_C H)_E]).$$

Entsprechend folgt für den inneren Spalt

$$[a_o \mathbf{P}_0]_{i,j} = \left[K_E a_E \mathbf{P}_E + \left(K_W a_W + (1 - K_W) \frac{\Delta z}{2} (f_C H)_W \right) \mathbf{P}_W + K_N a_N \mathbf{P}_N + K_S a_S \mathbf{P}_S + a_B \omega_B + S_0 \right]_{i,j},$$

$$a_o = K_0 (a_E + a_W + a_N + a_S) + \frac{\omega_B^{n-1}}{\omega_i} (1 - K_0) \frac{\Delta z}{2} (f_C H)_0,$$

$$a_E = \Delta z \left(\frac{H^3}{12\eta_P K_x} \right)_e, \quad a_N = \Delta \varphi \left(\frac{H^3}{12\eta_P K_z} \right)_n, \quad a_W = \Delta z \left(\frac{H^3}{12\eta_P K_x} \right)_w,$$

$$a_s = \Delta\varphi \left(\frac{H^3}{12\eta_p K_z} \right)_s, \quad a_B = \frac{\Delta z}{2\omega_i} ((f_c H)_w + K_0 K_W [(f_c H)_w - (f_c H)_w] - (f_c H)_0 - K_E K_0 [(f_c H)_e - (f_c H)_e]),$$

$$S_0 = \frac{\omega_w}{\omega_i} \frac{\Delta z}{2} ((f_c H)_w + K_0 K_W [(f_c H)_w - (f_c H)_w] - (f_c H)_0 - K_E K_0 [(f_c H)_e - (f_c H)_e]).$$

Die Diskretisierung des Momentengleichgewicht zur Schließung des Gleichungssystems ergibt

$$M_i + M_a = \frac{\eta_0 \omega_i r_i^3}{\psi_i} \sum \bar{\tau}_i|_{\bar{y}=0} dA + \frac{\eta_0 \omega_a r_a^3}{\psi_a} \sum \bar{\tau}_a|_{\bar{y}=H} dA = 0, \quad 4-33$$

$$\sum \bar{\tau}_i|_{\bar{y}=0} dA = \sum F_0 \left[-\frac{P_E - P_0}{\Delta\varphi} \frac{H\tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} + \frac{\omega_w}{\omega_i} \frac{1}{H\tilde{F}_0} - \omega_B \frac{1}{\omega_i H\tilde{F}_0} \right] \Delta z \Delta\varphi, \quad 4-34$$

$$\sum \bar{\tau}_a|_{\bar{y}=H} dA = \sum F_0 \left[\frac{P_E - P_0}{\Delta\varphi} H \left(1 - \frac{\tilde{F}_1}{\tilde{F}_0} \right) + \omega_B \frac{1}{\omega_a H\tilde{F}_0} \right] \Delta z \Delta\varphi. \quad 4-35$$

Die Buchsendrehzahl muss damit nicht mehr iterativ ermittelt werden, sondern ergibt sich direkt aus der Lösung des Gleichungssystems. Damit entfällt die im Flussdiagramm Abbildung 4-8 dargestellte Schleife zur Berechnung der Buchsendrehzahl. Die direkte Berechnung der Schwimmbuchsendrehzahl aus der Lösung der Reynoldsgleichung ist nur in Verbindung mit dem zuvor beschriebenen monolithischen Modell zur hydraulischen Kopplung der Schmierfilme möglich, da eine simultane Berechnung von innerem und äußerem Schmierfilm notwendig ist, um das Momentengleichgewicht zu ermitteln.

4.9.3 Modell zur monolithischen thermischen Kopplung der Schmierfilme

Analog zur hydraulischen Kopplung kann auch eine thermische Kopplung der Schmierfilme mit Hilfe eines monolithischen Ansatzes formuliert und implementiert werden. Statt wie bisher eine effektive Schmierfilmtemperatur in den Kommunikationsbohrungen im inneren und äußeren Spalt iterativ zu ermitteln [75], wird das Gleichgewicht der konvektiven Wärmeströme an den Koppelbohrungen direkt ins Gleichungssystem implementiert. Dabei gilt, dass der zu- oder abfließende konvektive Wärmestrom an den

Kommunikationsbohrungen des äußeren Spaltes $\dot{W}_{B,a,konv}$, exakt dem zu- bzw. abfließenden konvektiven Wärmestrom des inneren Spaltes $\dot{W}_{B,i,konv}$ entspricht. Es gilt folgende Gleichung

$$\dot{W}_{B,i,konv} = \dot{W}_{B,a,konv}. \quad \mathbf{4-36}$$

Die numerische Kopplung der Wärmeströme erfolgt dabei über die Einführung eines zusätzlichen Kontrollvolumens. Dieses Kontrollvolumen enthält die Summe aller an der Kommunikationsbohrung radialen ab- oder zufließenden Wärmeströme. Durch Einführung eines zusätzlichen Kontrollvolumens ist keine Iteration der Wärmebilanz mehr nötig, zudem verschwindet der modellabhängige Wärmebilanzfehler an den Kommunikationsbohrungen.

5. Radialgleitlageruntersuchung am Abgasturbolader

5.1 Verifizierung des monolithischen Modellansatzes

5.1.1 Verifizierung bei zentrischem Lauf

Um die Implementierung der monolithischen Modelle zu verifizieren, erfolgt zunächst ein Vergleich berechneter Buchsendrehzahlen für ein ausgewähltes Schwimmbuchsenlager mit dem in [41] validierten iterativen Berechnungsmodell bei coaxialer Rotorlage und isothermen Randbedingungen. Dadurch kann zusätzlich ein analytisches Modell zur Verifizierung der numerisch ermittelten Schwimmbuchsendrehzahl herangezogen werden. Als Untersuchungsobjekt wird die in Abbildung 5-1 dargestellte Schwimmbuchsenlagerung verwendet, die im späteren Verlauf ebenfalls zur Validierung des thermischen Gesamtmodells dient.

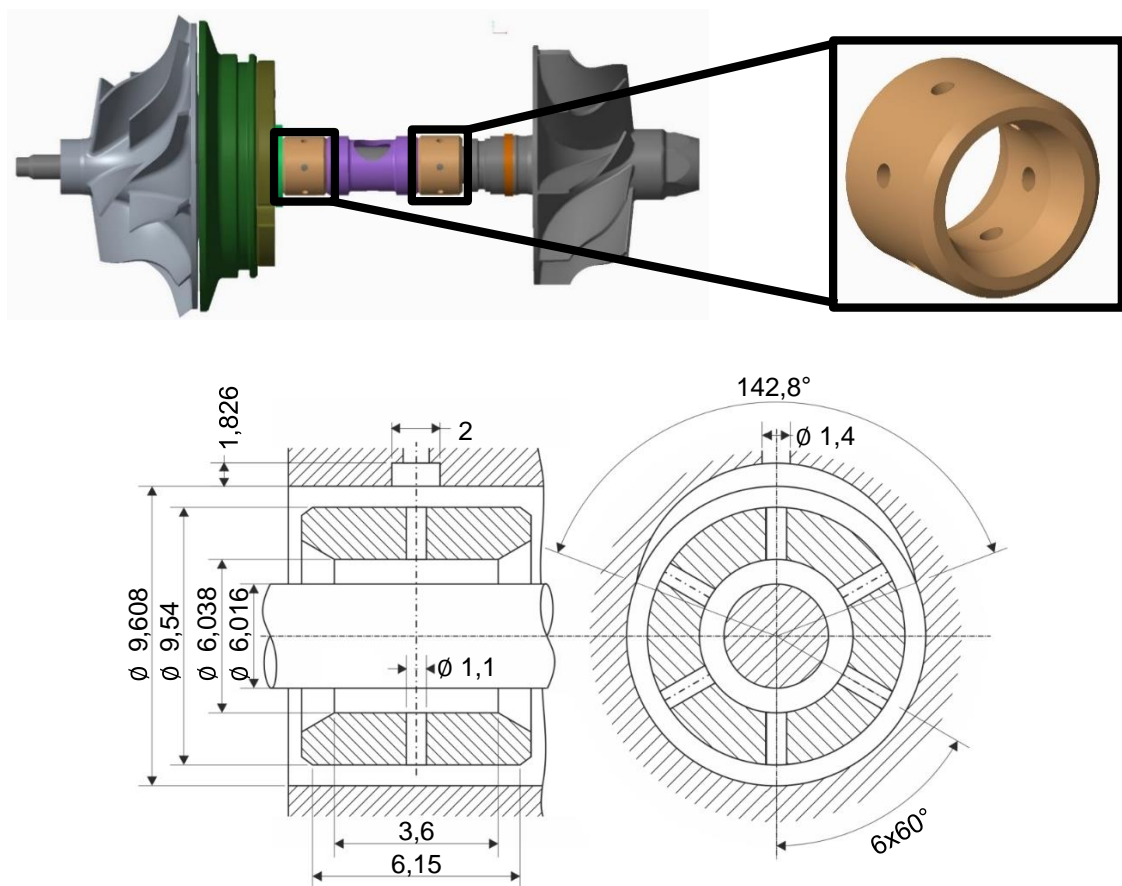


Abbildung 5-1- Rumpfgruppe (oben) mit geometrischen Parametern der Radiallagerstellen (unten)

Im Rahmen einer vereinfachten Betrachtung der Strömung im inneren und äußeren Schmierfilm kann die Buchsendrehzahl bei coaxialer Ausrichtung des Rotors und der

Buchse mit den geometrischen Parametern von Abbildung 4-4 wie folgt analytisch bestimmt werden [28]:

$$\omega_B = \frac{\omega_W}{1 + \frac{\eta_a}{\eta_i} \frac{b_a}{b_i} \frac{\Delta R_i}{\Delta R_a} \left(\frac{r_a}{R_i}\right)^3} \quad 5-1$$

Für die Untersuchungen werden die drei in Tabelle 5-1 aufgelisteten Modelle mit dem analytischen Modell verglichen. Die Tabelle 5-1 enthält ebenfalls die weiteren Randbedingungen der Untersuchung. Um die Vergleichbarkeit mit dem analytischen Modell zu gewährleisten, wird ein zentrischer Lauf von Rotor und Buchse angenommen.

Tabelle 5-1: Modellübersicht zur Verifikation der hydraulischen Kopplung und Buchsendrehzahlberechnung und Randbedingungen der Schwimmbuchsenlagerung

Modell	Hydraulische Kopplung der Schmierfilme	Buchsendrehzahlberechnung
1	Direkt/Monolithisch	Direkt/Monolithisch
2	Iterativ	Iterativ
3	Direkt/Monolithisch	Iterativ
4	Analytisches Modell (vgl. Gl. 5-1)	
Schmierstoff und Schmierstoffzuführung		
Öl	10W – 40	
Dynamische Viskosität bei 40 °C	81.78 mPas	
Dynamische Viskosität bei 100 °C	12.78 mPas	
Öleintrittstemperatur	90°C	
Zuführdruck	$p_{zu} = 2bar$	
Belastungsdaten		
rel. Exzentrizität von Rotor und Lagerbuchse	$\varepsilon_w = 0.01, \varepsilon_B = 0.01$	
Verlagerungswinkel der Rotor u. Lagerbuchse	$\gamma_w = 180^\circ, \gamma_B = 180^\circ$	
Rotordrehzahlbereich	$n_{ATL} = 0 \dots 200.000 [1/min]$	
Thermische Randbedingungen		
Isotherm		

In Abbildung 5-2 ist der Vergleich der berechneten Buchsendrehzahlen der unterschiedlichen Modelle in Abhängigkeit der Rotordrehzahl dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die Berechnung der Buchsendrehzahl aller vier Modelle bis auf geringe Abweichungen gut übereinstimmt.

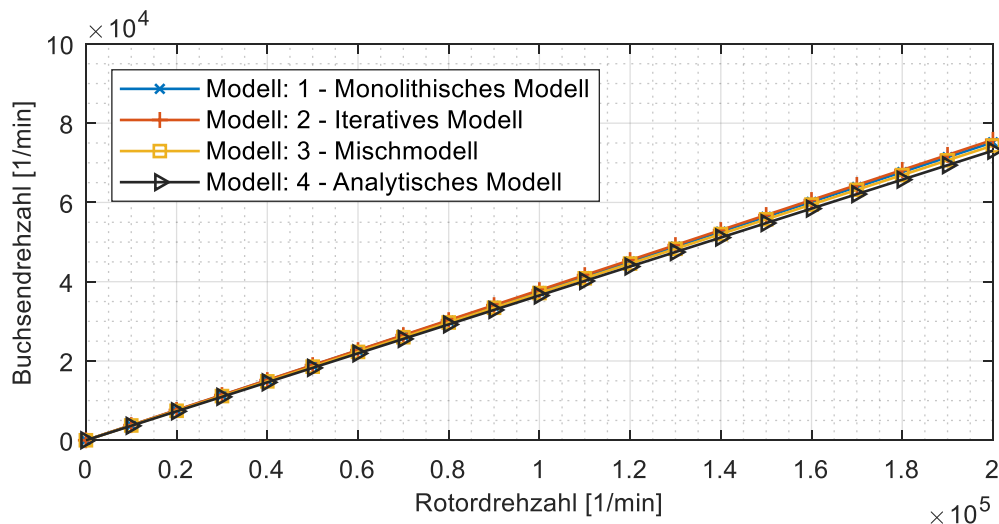


Abbildung 5-2: Vergleich der Buchsendrehzahlen der unterschiedlichen Berechnungsmodelle

Die geringen Abweichungen zwischen den numerischen Modellen erklären sich einerseits durch die verschiedenen Modellierungsansätze des Schmierstoffaustauschs in den Koppelbohrungen, die zu ähnlichen aber nicht kongruenten Druckverteilungen in den Schmierspalten führen. Während bei der iterativen hydraulischen Volumenstromkopplung des Modells 2 lediglich die globale Volumenstrombilanz über alle Koppelbohrungen übereinstimmt, wird bei der direkten hydraulischen Kopplung die Volumenstrombilanz an jeder einzelnen Koppelbohrung erfüllt. Dies führt in Folge auch zu leicht unterschiedlichen Öldurchsätzen an den Kommunikationsbohrungen im inneren Spalt, wie in Abbildung 5-3 zu sehen ist. Dabei nimmt der Öldurchsatz zum inneren Spalt mit zunehmender Rotordrehzahl, aufgrund der steigenden Fliehkraftwirkung, immer weiter ab.

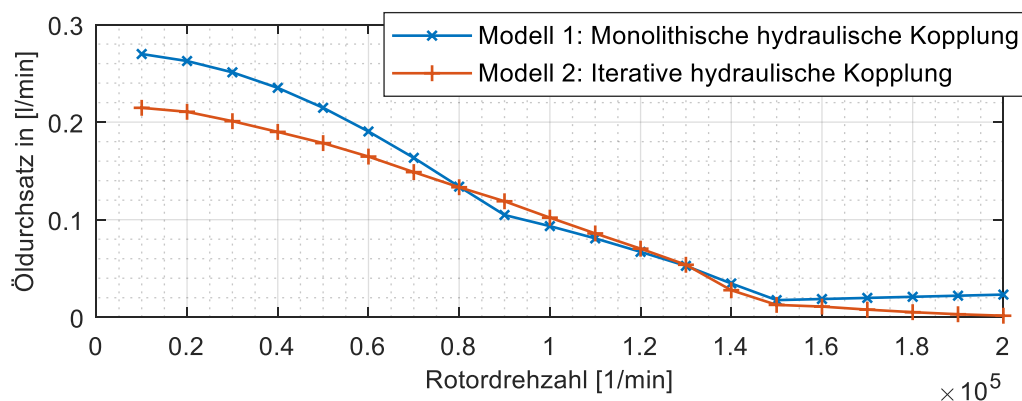


Abbildung 5-3: Öldurchsätze durch die Kommunikationsbohrungen

Darüber hinaus beeinflussen die gewählten Abbruchkriterien die Berechnung der Buchsendrehzahl und den ausgetauschten Volumenstrom in geringem Maße. Die prozentualen Rechenzeiten der numerischen Modelle sind in Abbildung 5-4 dargestellt. Es zeigt sich hierbei, dass Modell 3 und vor allem Modell 1 im Vergleich zum iterativen Modell 2 eine signifikante Verringerung der Rechenzeit zur Folge hat. Die Modelle der monolithischen Kopplung der Schmierfilme und Berechnung der Buchsendrehzahl zeigen damit eine ähnliche Charakteristik bei verkürzter Rechenzeit und verbesserter Stabilität gegenüber den iterativen Verfahren aus [41].

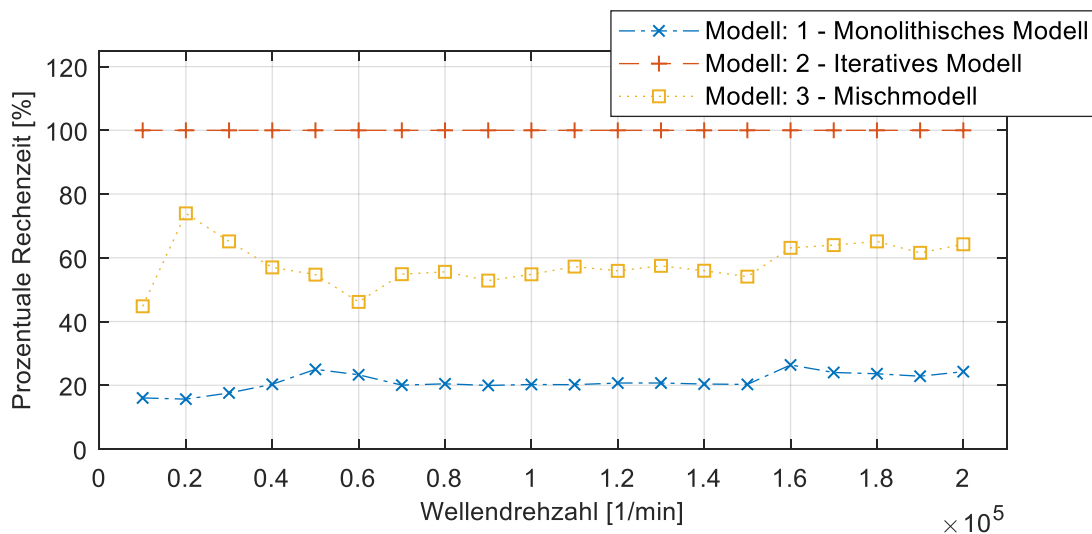


Abbildung 5-4: Prozentuale Rechenzeit der verwendeten Modelle

Der Vergleich der numerischen Modelle mit dem analytischen Modell 4 verifiziert, dass diese bei isothermen koaxialem Lauf des Rotors und der Buchse im untersuchten Fall geeignet sind, die Schwimmbuchsendrehzahl zu bestimmen. Die kleinen Abweichungen erklären sich aus der Vernachlässigung des Schubspannungsanteils der Poiseuille Strömung des analytischen Modells, die sich aufgrund des Überdrucks in den Zuführtaschen zwar nur geringfügig ausbildet, aber dennoch einen Einfluss auf die Berechnung des Momentengleichgewichtes besitzt.

5.1.2 Verifizierung bei exzentrischem Lauf

Die Anwendbarkeit der direkten Buchsendrehzahlberechnung und des neuen hydraulischen Koppelmodells soll noch an einem weiteren Schwimmbuchsenlager mit exzentrischer Rotor- und Buchsenverschiebung untersucht werden. Die Radiallagerung ist mit den geometrischen Parametern in Abbildung 5-5 zu dargestellt. Die Schmierstoffzuführung erfolgt hierbei über eine einfache Zuführbohrung ohne Sichelnut. Zudem befindet sich ein Ringkanal auf der Buchsenaußenseite.

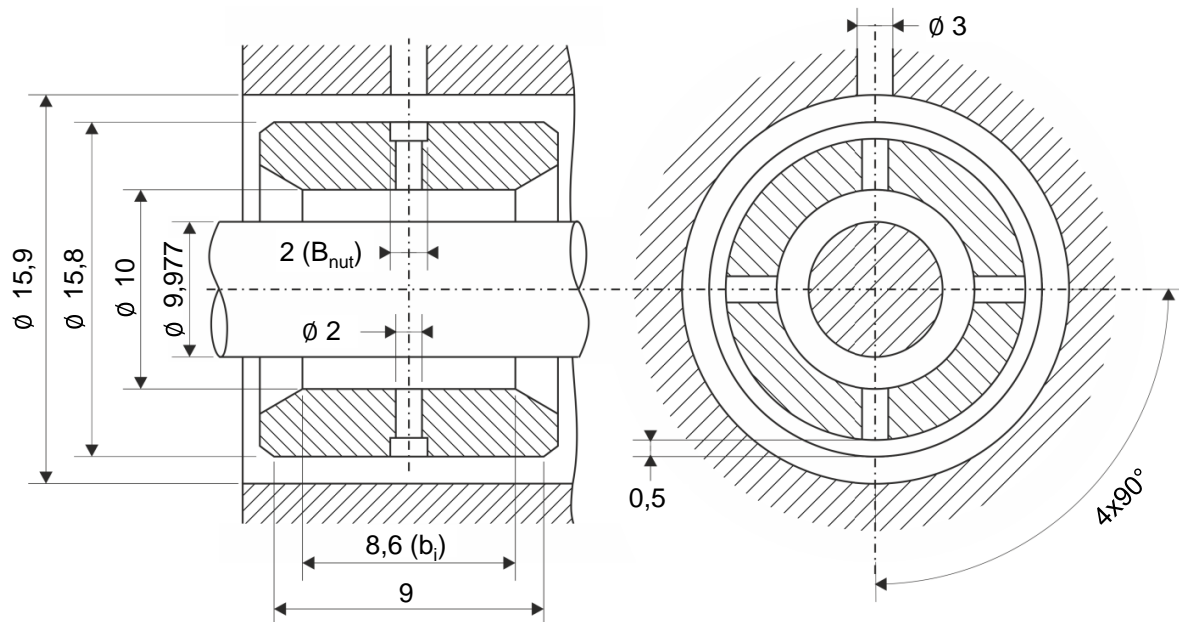


Abbildung 5-5: Geometrie der Radiallagerung mit rotierender Buchse eines Abgasturboladers aus dem Nutzfahrzeugbereich (Ausgangsvariante) [41]

Die Randbedingungen dieser Simulation sind in Tabelle 5-2 aufgeführt.

Tabelle 5-2: Randbedingungen Schwimmbuchsenlager NFZ - ATL 2

Schmierstoff und Schmierstoffzuführung

Öl	10W – 40
Dynamische Viskosität bei 40 °C	81.78 mPas
Dynamische Viskosität bei 100 °C	12.78 mPas
Öleintrittstemperatur	90°C
Zuführdruck	$p_{zu} = 2\text{bar}$

Belastungsdaten

Rel. Exzentrizität von Rotor und Lagerbuchse	$\varepsilon_w = 0.1, \varepsilon_B = 0.1$
Verlagerungswinkel der Rotor u. Lagerbuchse	$\gamma_w = 240^\circ, \gamma_B = 240^\circ$
Rotordrehzahlbereich	$n_{ATL} = 0 \dots 200.000 [1/min]$

Thermische Randbedingungen

Isotherm

Der Vergleich der berechneten Buchsendrehzahl im isothermen Fall der numerischen Modelle 1 bis 3 ist in Abbildung 5-6 dargestellt. Auch für diese untersuchte Radiallagerung bei exzentrischen Lauf zeigt sich, dass die berechneten Schwimmbuchsendrehzahlen des iterativen und direkten Modells sehr gut übereinstimmen.

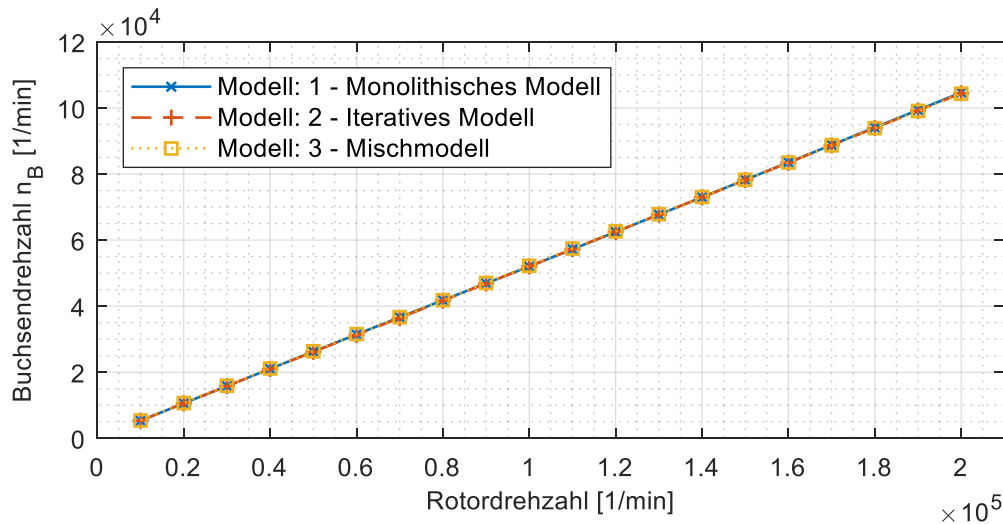


Abbildung 5-6: Vergleich der Buchsendrehzahlen der unterschiedlichen Berechnungsmodelle für NFZ - ATL 2

5.2 Validierung des Radialgleitlagerberechnungsmodells

Im Folgenden soll das implementierte Gesamtmodell auf Basis monolithischer Modellansätze validiert werden. Dabei erfolgt neben dem Vergleich mit experimentellen Daten auch ein Vergleich mit dem bereits validierten iterativen Rechenmodell aus [41]. Die beiden verwendeten Rechenmodelle und die Modellansätze sind zur besseren Übersicht in Tabelle 5-3 aufgelistet.

Tabelle 5-3 – Modellübersicht zur Validierung des Gesamtmodells

Modell	Hydraulische Kopplung	Thermische Kopplung	Buchsendrehzahlberechnung
1	Direkt/Monolithisch	Direkt/Monolithisch	Direkt/Monolithisch
2	Iterativ	Iterativ	Iterativ

Die experimentellen Untersuchungen am Radiallager werden, analog zum untersuchten Axiallager, an einem unter realen Bedingungen betriebenen Abgasturbolader auf dem Heißgasprüfstand des TFD-Hannover durchgeführt. Die geometrischen Abmessungen der Radiallagerung, die bereits zur Verifizierung der Buchsendrehzahlberechnung in Kapitel 5.1 verwendet wurde, können Abbildung 5-1 entnommen werden. Die Schwimmbuchsenlagerung des Abgasturboladers wird hierbei umfangreich instrumentiert, sodass für das Berechnungsmodell eindeutige Randbedingungen an den Modellgrenzen zur Verfügung stehen. Die Validierung des Radiallagers erfolgt am selben Abgasturbolader wie die Untersuchungen des Axiallagers in Kap 3.4.1, wobei unter-

schiedliche Betriebspunkte zur Validierung herangezogen werden. Die 7 diskreten Betriebspunkte für die Untersuchung der Radiallagerung werden in der Nähe der Stopfgrenze des Verdichters bei steigenden Rotordrehzahlen von 64.000 1/min bis 168.000 1/min ausgewählt. Die Lage der Messpunkte ist im Verdichterkennfeld des Abgasturboladers auf Abbildung 5-7 gekennzeichnet.

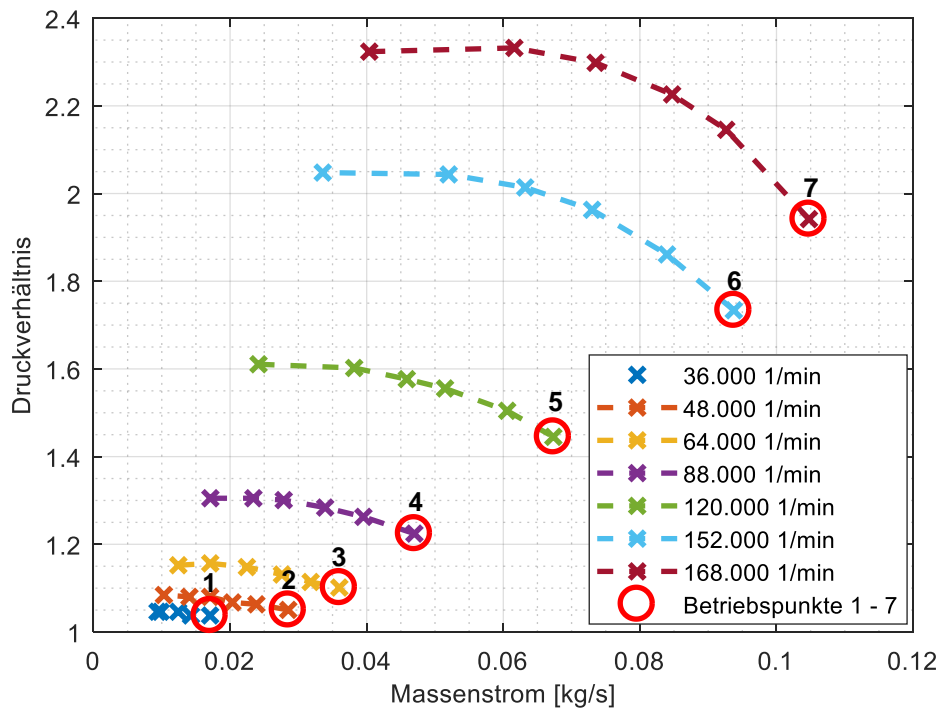


Abbildung 5-7: Verdichterkennfeld des Turboladers mit ausgewählten Messpunkten zur Validierung

Um transiente thermische Einflüsse zu verhindern, wurde jeder Betriebspunkt so lange gehalten, bis sich ein thermisches Gleichgewicht im Abgasturbolader einstellen konnte. Die Ölzuführtemperaturen variieren dabei zwischen 60°C, 90°C und 110°C. Die Schwimmbuchsendrehzahl eignet sich sehr gut zur Validierung des Rechenmodells, da die Identifikation der Buchsendrehzahl mit vergleichsweise geringem experimentellem Aufwand vollzogen werden kann. Zur Bestimmung der Buchsendrehzahl des verdichterseitigen Radiallagers ist der Abgasturbolader mit einem Wirbelstromsensor zur Wegmessung ausgestattet, der die Abfolge von Gleitflächen und Kommunikationsbohrungen zeitlich erfasst. Im Gegensatz hierzu stellt die experimentelle Erfassung der Rotortemperatur bei Abgasturboladern dieser Baugröße mittels Telemetrie eine hohe und kostenintensive messtechnische Herausforderung dar und ist aus diesen Grund nicht durchgeführt worden. Für nachfolgende Simulationen werden

daher Neumann-Randbedingungen an den Rändern des Rotors mit Hilfe eines konstanten Wärmeübergangskoeffizienten und einer konstanten Temperatur festgelegt ($\alpha = 5000 \text{ W/m}^2/\text{K}$, $T_R = 110^\circ\text{C}$). Um die thermischen Randbedingungen an den radialen Rändern möglichst genau bestimmen zu können, werden mehrere Temperatursensoren im Lagergehäuse in Umfangs- und Breitenrichtung angebracht. Die gemittelte Lagergehäusetemperatur der Temperatursensoren, die die thermische Randbedingung am radialen Simulationsrand darstellt, sind für die drei Ölzuführtemperaturen in Abbildung 5-8 dargestellt. Abbildung 5-9 zeigt die experimentell ermittelte Buchsendrehzahl in Abhängigkeit der Rotordrehzahl bei den drei untersuchten Zuführtemperaturen für die ausgewählten Betriebspunkte.

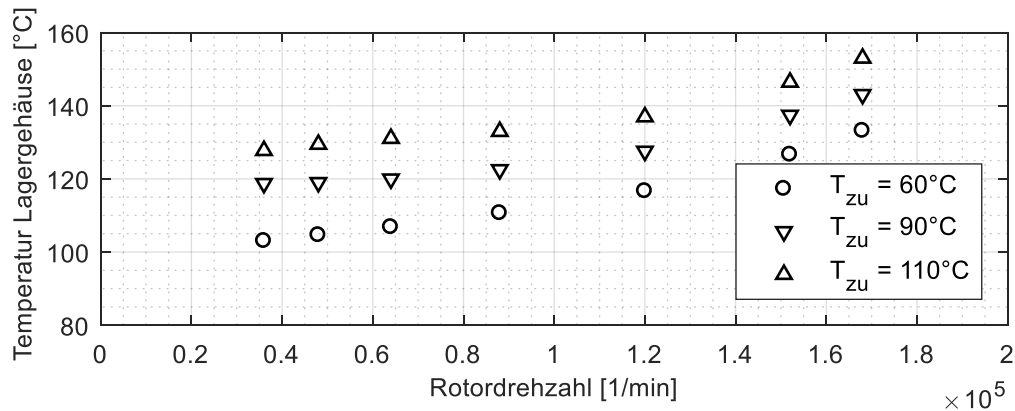


Abbildung 5-8: Mittlere Gehäusetemperaturen der Betriebspunkte 1-7

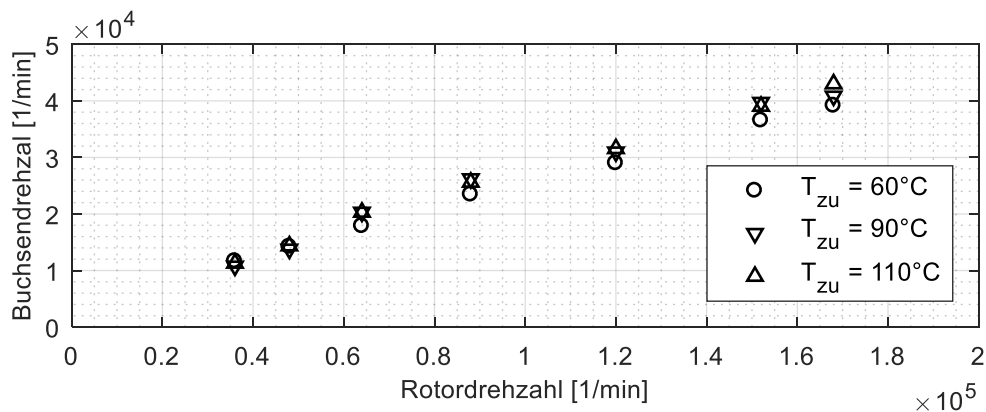


Abbildung 5-9: Experimentell ermittelte Buchsendrehzahl in Abhängigkeit der Rotordrehzahl bei unterschiedlichen Zuführtemperaturen

Die Ergebnisse zeigen mit Zunahme der Rotordrehzahl steigende Gehäusetemperaturen und Buchsendrehzahlen. Die weiteren numerischen Randbedingungen einschließlich der Werk- und Schmierstoffparameter sind in Tabelle 5-4 zusammengefasst.

Tabelle 5-4: Simulationsrandbedingungen zur Validierung des radialen Rechenmodells

Schmierstoff und Schmierstoffzuführung	
Öl	10W – 40
Dynamische Viskosität bei 40 °C	81.78 mPas
Dynamische Viskosität bei 100 °C	12.78 mPas
Öleintrittstemperatur	$T_{zu} = 60, 90, 110^\circ\text{C}$
Zufuhrdruck	$p_{zu} = 2\text{bar}$
Belastungsdaten – Fall 1	
rel. Exzentrizität von Rotor und Lagerbuchse	$\varepsilon_w = 0.01, \varepsilon_B = 0.01$
Verlagerungswinkel der Rotor u. Lagerbuchse	$\gamma_w = 180^\circ, \gamma_B = 180^\circ$
Rotordrehzahlbereich	$n_{ATL} = 0 \dots 200.000 \text{ [1/min]}$
Wärmeleitfähigkeit der Bauteile	
Rotor	$\lambda_w = 42 \text{ W/m/K}$
Lagerbuchse	$\lambda_B = 67 \text{ W/m/K}$
Gehäusesegment	$\lambda_G = 48.5 \text{ W/m/K}$
Wärmeausdehnungskoeffizient der Bauteile	
Rotor	$\alpha_{th,W} = 11.1e^{-6} \text{ 1/K}$
Lagerbuchse	$\alpha_{th,L} = 19e^{-6} \text{ 1/K}$
Gehäusesegment	$\alpha_{th,G} = 10.5e^{-6} \text{ 1/K}$

5.2.1 Ergebnisse

In den Abbildungen 5-10 bis 5-12 werden die von FLOBUCOM berechneten verdichtenseitigen Buchsendrehzahlen der beiden Modelle mit den experimentellen Ergebnissen für die drei Zuführtemperaturen 60 °C, 90 °C und 110 °C verglichen.

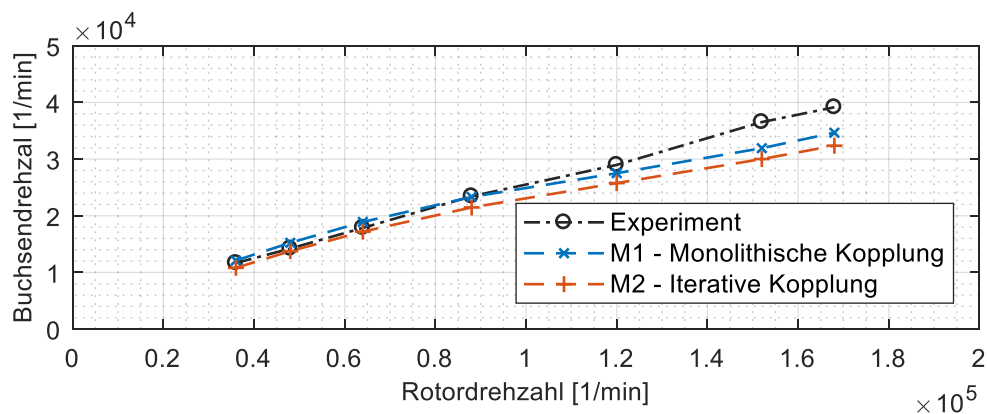


Abbildung 5-10: Vergleich der experimentell und numerisch ermittelten Buchsendrehzahl bei $T_{zu}=60^\circ\text{C}$

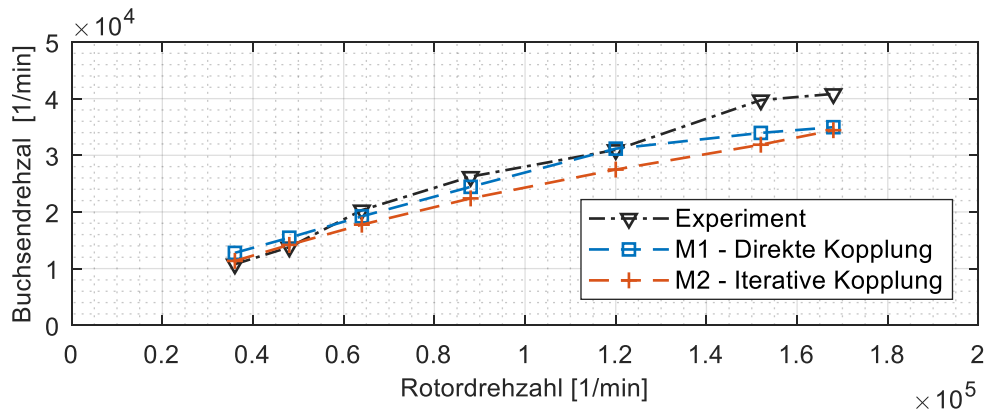


Abbildung 5-11: Vergleich der experimentell und numerisch ermittelten Buchsendrehzahl bei $T_{zu}=90^{\circ}\text{C}$

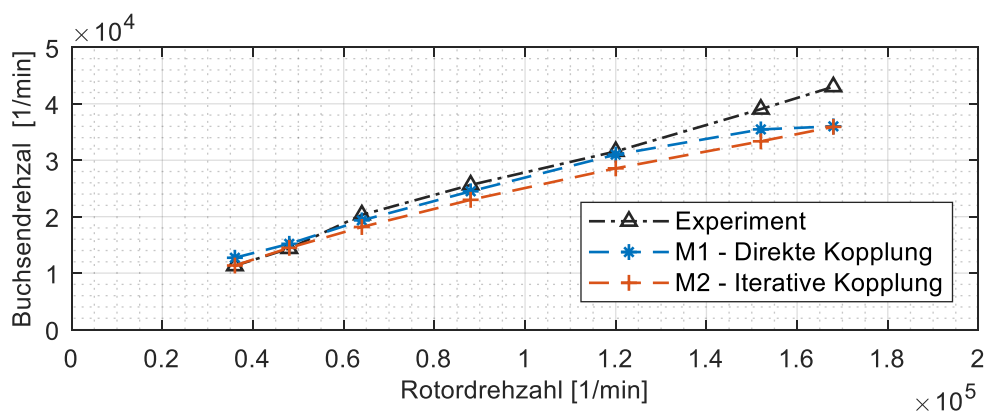


Abbildung 5-12: Vergleich der experimentell und numerisch ermittelten Buchsendrehzahl bei $T_{zu}=110^{\circ}\text{C}$

Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung gemessener und berechneter Werte im unteren und mittleren Drehzahlbereich. Bei höheren Rotordrehzahlen weichen die berechneten Buchsendrehzahlen jedoch zunehmend von den experimentell bestimmten ab. Im Allgemeinen zeigt das monolithische Berechnungsmodell M1 für die gewählten Randbedingungen eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten als das iterative Modell M2.

In Abbildung 5-13 ist der von Modell M1 berechnete Öldurchsatz an der Lagerstelle für die unterschiedlichen Ölzuführtemperaturen dargestellt. Der Öldurchsatz weist dabei eine starke Abhängigkeit von der Zuführtemperatur auf. Die zunehmende Zuführtemperatur verringert die Viskosität des Schmierstoffs, was die Fließfähigkeit des Fluids verbessert und in einem höheren Durchsatz resultiert. Der Öldurchsatz zeigt dabei weiterhin eine leicht zunehmende Tendenz mit steigender Rotordrehzahl, deren Aus-

prägung abhängig von der Zuführtemperatur ist. Der Öldurchsatz des Radiallagers bewegt sich dabei quantitativ deutlich unterhalb des Öldurchsatzes des doppelwirkenden Axiallagers.

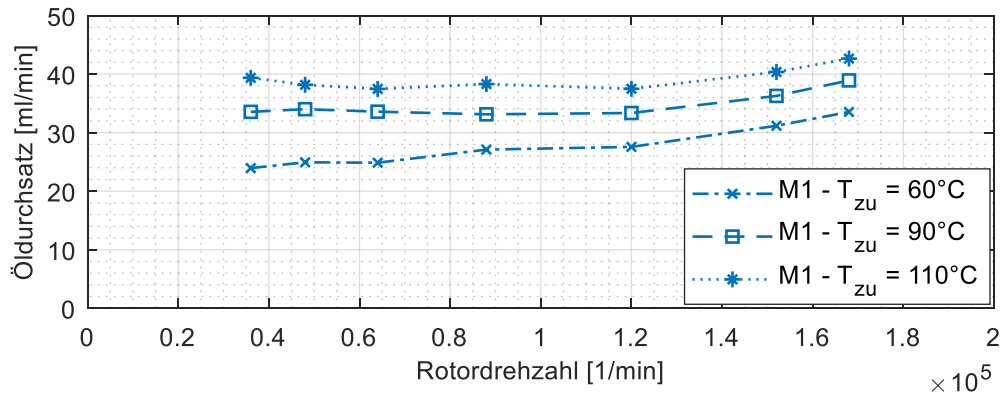


Abbildung 5-13: Berechneter Öldurchsatz der Lagerstellen auf Basis des monolithischen Modells

In Abbildung 5-14 ist die konvektive Verlustleistung der beiden Schmierspalt dargestellt. Erwartungsgemäß steigt die Verlustleistung mit zunehmender Drehzahl, was zum einen auf die Zunahme des Öldurchsatzes zurückzuführen ist und andererseits mit den steigenden Temperaturen im Schmierspalt aufgrund erhöhter Dissipation zusammenhängt. Obwohl sich der Öldurchsatz mit steigender Zuführtemperatur erhöht, sinkt die konvektive Verlustleistung bei zunehmender Zuführtemperatur, aufgrund der Abnahme der Schmierstoffviskosität. Abbildung 5-15, die die mittlere Schmierfilmtemperatur im inneren und äußeren Spalt darstellt, zeigt, dass die Differenz zwischen Zuführ- und mittlerer Schmieröltemperatur mit steigender Zuführtemperatur sinkt. Ursächlich hierfür ist die verringerte Dissipation im Schmierspalt bei abnehmender Viskosität, da sich bei vorgegebener zentrischer Zapfenlage die Scherrate nicht ändert.

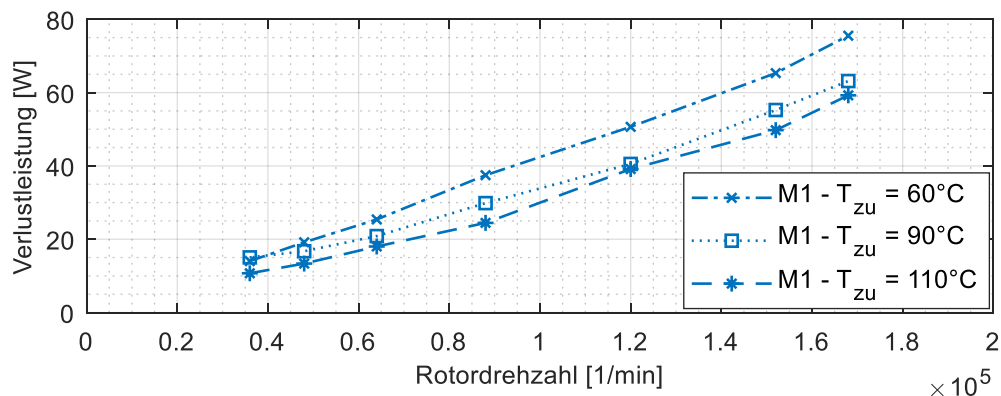


Abbildung 5-14: Konvektive Verlustleistung des inneren und äußeren Spaltes des monolithischen Modells

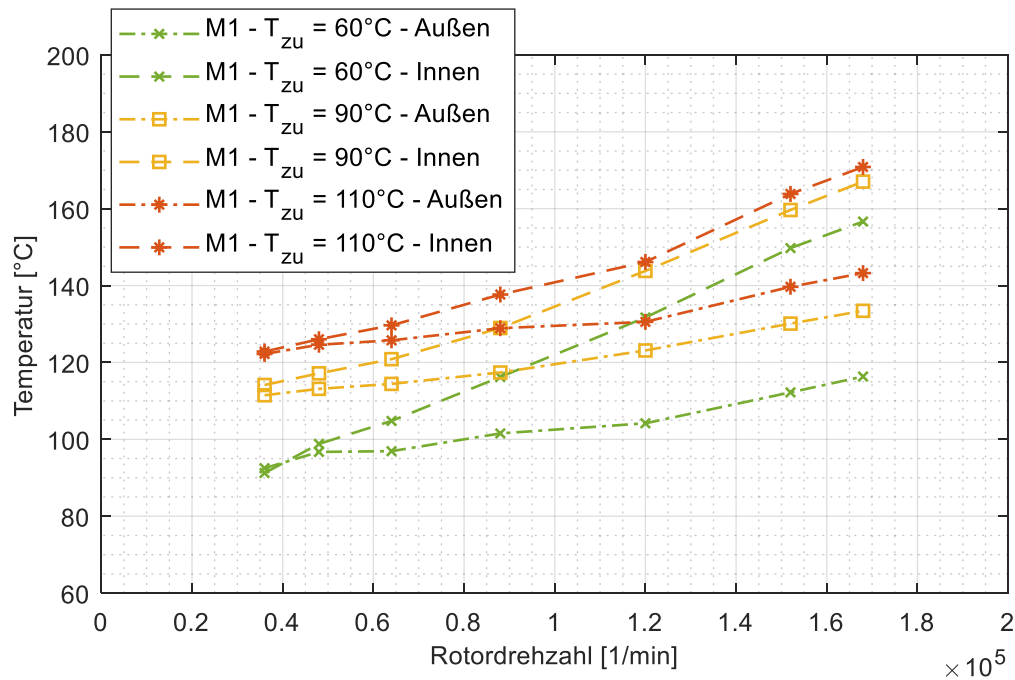


Abbildung 5-15: Mittlere Schmierfilmtemperaturen des inneren und äußeren Spaltes des monolithischen Modells

Aufgrund der schwierigen experimentellen Bestimmung bleibt die Rotortemperatur die wesentliche unbekannte thermische Randbedingung des Systems, die im vorliegenden Fall über einen konvektiven Wärmeübergang am Ende des Diskretisierungsbereiches modelliert wurde. Die Untersuchungen zeigen, dass eine konstante Randbedingung nur für einen bestimmten Drehzahlbereich gute Ergebnisse liefert. Eine Variation der Rotorrandbedingung durch Änderung der Rotortemperatur ($T_R = 30^\circ\text{C}$, $T_R = 200^\circ\text{C}$) verändert die Buchsendrehzahl entsprechend Abbildung 5-16. Dabei zeigt die Auswertung der Wärmeströme an der Welle in Abbildung 5-17, dass entsprechend der gewählten Rotortemperatur über den Betriebsbereich Wärme zu- oder abgeführt wird, wobei bei der gewählten Rotortemperatur von $T_R = 30^\circ\text{C}$ über den gesamten Betriebsbereich Wärme vom Schmier-spalt in den Rotor fließt. Bei einer gewählten Rotortemperatur von $T_R = 200^\circ\text{C}$ dreht sich dieses Verhalten um und dem Spalt wird über den gesamten Betriebsbereich Wärme zugeführt. Die Änderung der Rotortemperatur auf $T_R = 30^\circ\text{C}$ verbessert die Berechnung der Schwimmbuchsendrehzahl im oberen Drehzahlbereich erheblich, was einerseits den Einfluss der Wellentemperatur auf die Berechnung der Schwimmbuchsendrehzahl zeigt, andererseits auf sich ändernde thermische Randbedingungen innerhalb des Betriebsbereichs hindeutet. Des Weiteren sind adiabate Simulationen durchgeführt worden, die ebenfalls in den Abbildungen 5-16 und 5-17 dargestellt sind.

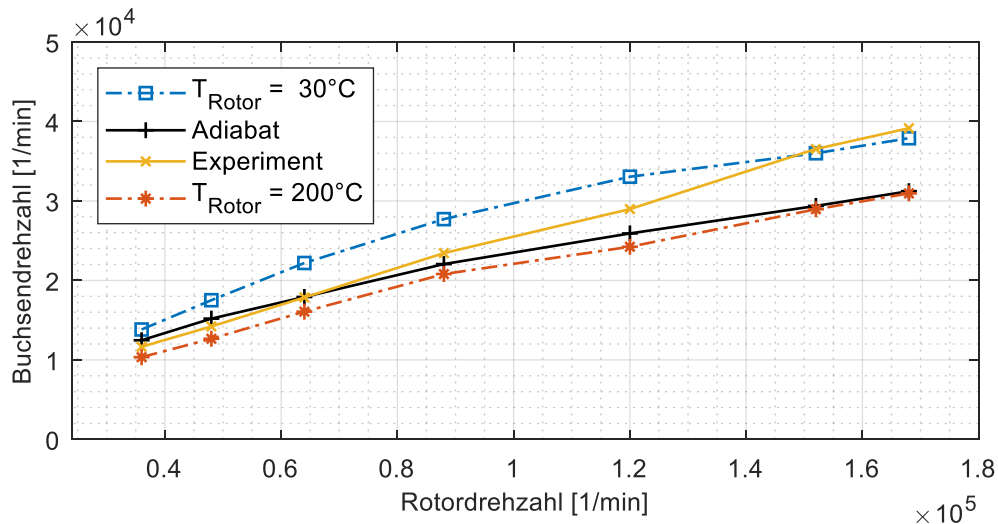


Abbildung 5-16: Berechnete Buchsendrehzahl unterschiedlicher Rotorrandbedingungen, $T_{zu}=60^\circ C$

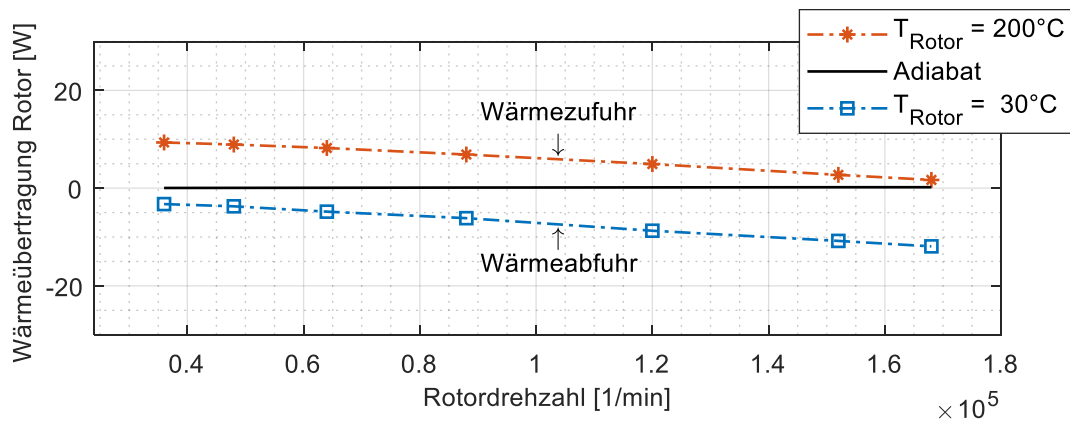


Abbildung 5-17: Berechneter Wärmeübergang von Rotor auf Schmierfilm

Der Vergleich mit einem adiabatem Rotor zeigt, dass bei sonst identischen Randbedingungen die Buchsendrehzahlen durch Wärmezufuhr über die Welle abnehmen und damit geringer sind als die adiat berechneten. Durch Wärmeabfuhr über die Welle erhöhen sich die Buchsendrehzahlen hingegen und sind dadurch höher als die adiat berechneten. Der Schnittpunkt zwischen experimentell und adiat bestimmter Buchsendrehzahl, der bei etwa $65.000 \text{ } 1/min$ liegt, markiert damit den Übergang von Wärmezufuhr über die Welle unterhalb des Schnittpunktes und Wärmeabfuhr in die Welle oberhalb dieses Punktes. Dies weist bereits vor der durchgeführten bidirektionalen thermischen Kopplung auf einen komplexen Vorgang von Wärmezufuhr und -abfuhr über die Welle innerhalb des untersuchten Drehzahlbereiches hin, der wechselwirkend abhängig von der Schmierfilmdissipation und der Systemumgebung ist. Damit wird auch deutlich, dass die Buchsendrehzahlen wesentlich von den Betriebszuständen des Turboladers abhängen.

6. Bidirektionale Kopplung der Lagerstellen

Die bisher erfolgten Untersuchungen am Einzellager zeigen, dass die erweiterten Berechnungsmodelle für Axial- und Radialgleitlager bei genauer Kenntnis der hydraulischen und thermischen Randbedingungen gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmen. Jedoch besteht aufgrund der schwierigen experimentellen Ermittlung, gerade bei rotierenden Bauteilen und kleinem Bauraum, noch eine Unsicherheit bezüglich bestimmter thermischer Einflussgrößen, die die Lagerkennwerte wesentlich beeinflussen. So ist zum einen die Wellentemperatur an den Radiallagerungen unbekannt, die sich signifikant auf die Schwimmbuchsendrehzahl auswirkt. Zum anderen sind auch die Temperaturen an den Spurscheiben, die die Verlustleistung des Axiallagers wesentlich mitbestimmen, messtechnisch schwer erfassbar. Die Einzelbetrachtung der Lagerstellen vernachlässigt weiterhin eine mögliche thermische Wechselwirkung der Lagerstellen untereinander, die über den Rotor konduktiv miteinander gekoppelt sind. Um den Einfluss der Wärmeströme an den Lagerstellen auf das Gesamtsystem des Abgasturboladers zu untersuchen und die unbekannten thermischen Randbedingungen zu bestimmen, werden die zuvor erweiterten Gleitlagerberechnungsprogramme an die axialen und radialen Lagerschnittstellen eines Turboladermodells gekoppelt. Das Turboladermodell, das die wesentlichen Bauteile des Abgasturboladers beinhaltet, ist im Rahmen mehrerer Forschungsprojekte [43],[90] am TFD-Hannover mit der kommerziellen Software ANSYS CFX entwickelt worden und in Abbildung 6-1 dargestellt. Es beinhaltet die wesentlichen Festkörperbauteile des Laders, der mit etwa 7 Millionen tetraedrischen Gitterelementen vernetzt ist, sowie die Strömungsräume der Turbine und des Verdichters, die aus etwa 20 Millionen Gitterelementen bestehen. Zudem ist durch die Auflösung der Strömung in Turbine und Verdichter über einen konjugierten Wärmeübergang (CHT) mit dem Festkörper, eine detaillierte Auflösung der Prozesswärmeströme in den Bauteilen des Abgasturboladers möglich, wobei die bisher unbekannten thermischen Randbedingungen an den Lagerstellen direkt berechnet werden. Da eine direkte Berechnung der Temperatur und Wärmeströme an den Lagerstellen über ein gekoppeltes Energiegleichungssystem für die drei unterschiedlichen Programme nicht möglich ist, wird im Folgenden ein iteratives Verfahren zur bidirektionalen Wärmekopplung der Programme entwickelt und vorgestellt. Die mit Hilfe dieses Verfahrens berechneten Ergebnisse werden im Anschluss anhand der umfangreichen experimentellen Ergebnisse am Abgasturbolader analysiert und validiert.

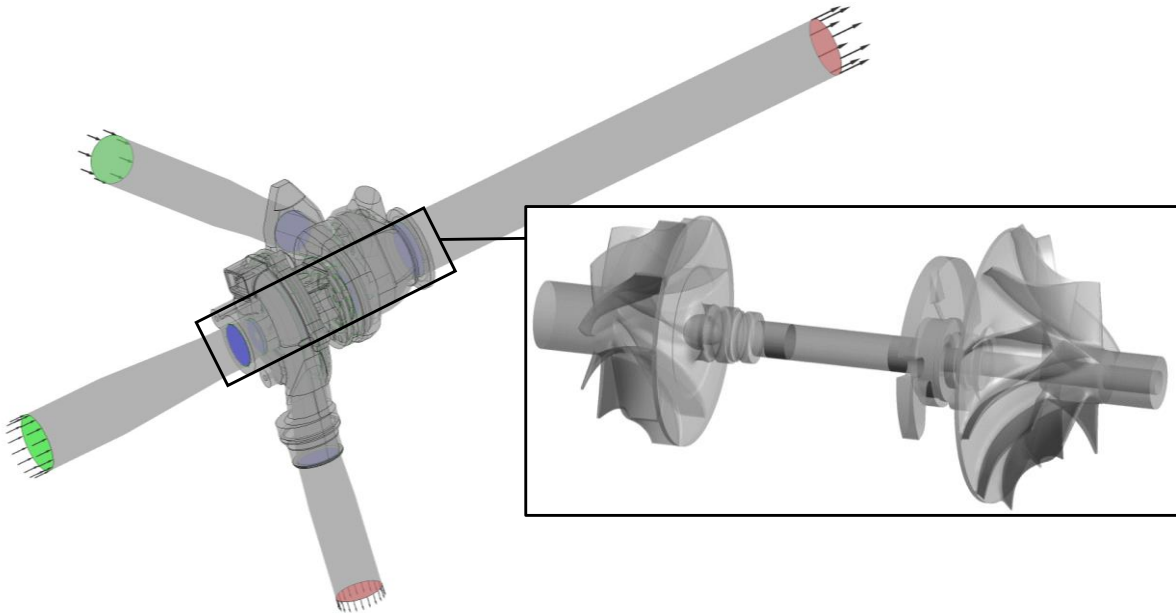


Abbildung 6-1: Turboladermodell mit Strömungsraum der Turbine und des Verdichters (links), Rumpgruppe des ATL (rechts)

6.1 Modellierung der bidirektionalen Kopplung

Um die Gleitlagerberechnungsprogramme bidirektional an das Turboladermodell zu koppeln, muss die Kontinuität des Wärmestroms \dot{q} und der Temperatur T an den Schnittstellen gewährleistet werden. Am i -ten Interface gilt für den Wärmestrom \dot{q} und die Temperatur T von CFX und COMBROS A bzw. FLOBUCOM:

$$\dot{q}_{CFX,i} = \dot{q}_{COMBROS\ A,i} \qquad \dot{q}_{CFX,i} = \dot{q}_{FLOBUCOM,i} \qquad \text{6-1}$$

$$T_{CFX,i} = T_{COMBROS\ A,i} \qquad T_{CFX,i} = T_{FLOBUCOM,i} \qquad \text{6-2}$$

Da die Diskretisierungsbereiche der Energiegleichung des Turboladermodells und der Gleitlagerberechnungsprogramme teilweise übereinstimmen, müssen die Modelle um die sich überlappenden Rechengebiete reduziert werden. Da Spurscheiben und Rotor bereits im CFX Modell des Abgasturboladers enthalten sind, wird die Berechnung der Wellentemperatur in FLOBUCOM und die Berechnung der Spurscheibentemperatur in COMBROS A aus dem Gleichungssystem entfernt. Das Axiallager des CFX Modells wird dabei um den Rechenbereich reduziert, der bereits von COMBROS A berücksichtigt wird. An Rotor und Spurscheibe erfolgt am Interface eine Fluid-Festkörper Kopplung, während am Axiallager eine Festkörper-Festkörper Kopplung entsteht. Zur besseren Übersicht sind die Schnittstellen an Rotor, Spurscheibe und Axiallager in Abbildung 6-2 dargestellt.

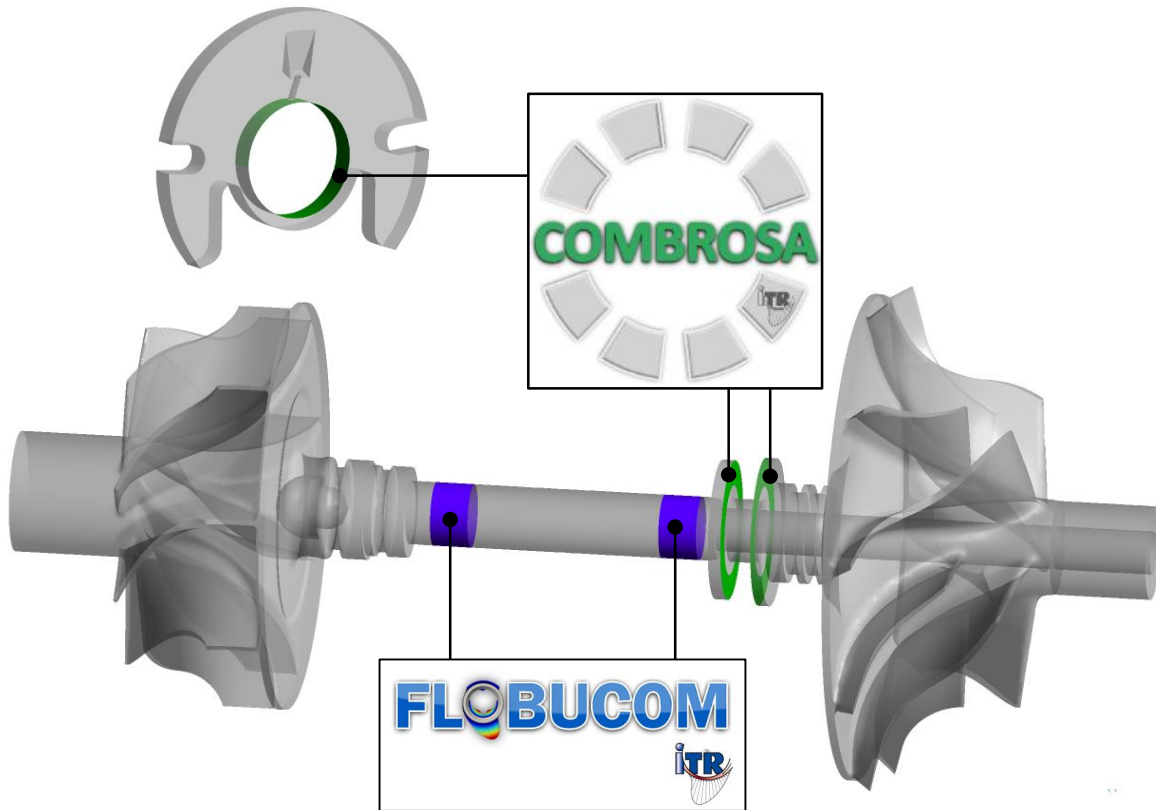


Abbildung 6-2: Schnittstellen an Rotor Spurscheibe und Axiallager für FLOBUCOM (blau) und COMBROS A (grün)

Da die Temperaturen im Lagergehäuse bekannt sind, kann der Wärmestrom am Interface des Lagergehäuses direkt vorgegeben werden. Aufgrund der Wärmeleitung innerhalb des Rotors hat die an einem Interface vorgegebene thermische Randbedingung Einfluss auf die Temperaturverteilung benachbarter Interfaces. Daher kann die Kontinuität von Wärmestrom und Temperatur an den einzelnen Interfaces nicht unabhängig voneinander iteriert werden. Um die Kontinuität von Wärmestrom und Temperatur an den Interfaces zu gewährleisten, muss die Nullstelle der Funktion

$$f_i(\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_k) = T_{CFX,i}(\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_k) - T_i(\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_k) = 0, \quad 6-3$$

die aus den Gleichungen 6-1 und 6-2 folgt, an den wechselwirkenden Interfaces i von CFX ($T_{CFX,i}$) und COMBROS A bzw. FLOBUCOM (T_i) approximiert werden, wobei k der Anzahl der vorhandenen Interfaces entspricht. Die Temperatur am i -ten Interface, die von CFX berechnet wird, hängt dabei von den Wärmeströmen aller benachbarten Interfaces ab. Die Temperatur, die an diesem Interface von den Gleitlagerberechnungsprogrammen COMBROS A oder FLOBUCOM berechnet wird, ist dabei lediglich

von dem über diese Grenzfläche transportieren Wärmestrom \dot{q}_i abhängig. Damit vereinfacht sich Gleichung 6-3 zu

$$f_i(\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_k) = T_{CFX,i}(\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_k) - T_i(\dot{q}_i) = 0. \quad 6-4$$

Da nur eine globale Betrachtung die Kontinuität des Wärmestroms und der Temperatur am Interface gewährleistet, wird in die Iteration das diskretisierte gedämpfte Newton-Verfahren der Form

$$\dot{q}_i^{n+1} = \dot{q}_i^n - \omega \cdot \left(J_{ij}(\dot{q}_1^n, \dots, \dot{q}_k^n) \right)^{-1} f_j(\dot{q}_1^n, \dots, \dot{q}_k^n) \quad 6-5$$

eingebraucht. Zur Berechnung der Jacobimatrix

$$J_{ij}(\dot{q}_1^n, \dots, \dot{q}_k^n) = \frac{\partial f_i}{\partial \dot{q}_j} = \frac{\partial T_{CFX,i}^n}{\partial \dot{q}_j^n} - \frac{\partial T_i^n}{\partial \dot{q}_j^n} \quad 6-6$$

wird der erste Term der Gleichung 6-6 über eine Variation der Wärmeströme $\Delta \dot{q}_j^n$ in CFX wie folgt berechnet

$$\frac{\partial T_{CFX,i}^n}{\partial \dot{q}_j^n} \approx \frac{T_{CFX,i}^n(\partial \dot{q}_j^n + \Delta \dot{q}_j^n) - T_{CFX,i}^n(\dot{q}_j^n)}{\Delta \dot{q}_j^n}. \quad 6-7$$

Da für jede Variation am Interface eine separate CFX Rechnung durchgeführt werden muss, wird, um den Rechenaufwand in vertretbarem Rahmen zu halten, ein ortsunabhängiger über die Lagerstelle gemittelter Wärmestrom $\bar{\dot{q}}_j^n$ angenommen. Die Funktion $T_i(\dot{q}_i)$, die von den Gleitlagerberechnungsprogrammen COMBROS A und FLOBUCOM berechnet wird, kann aufgrund der Eindimensionalität, über eine Variation der Wärmeströme im physikalisch sinnvollen Bereich mit Hilfe eines Polynoms angenähert werden und die Ableitung aus Gleichung 6-6 damit direkt analytisch berechnet werden. Der Programmablauf des Algorithmus ist in Abbildung 6-3 dargestellt.

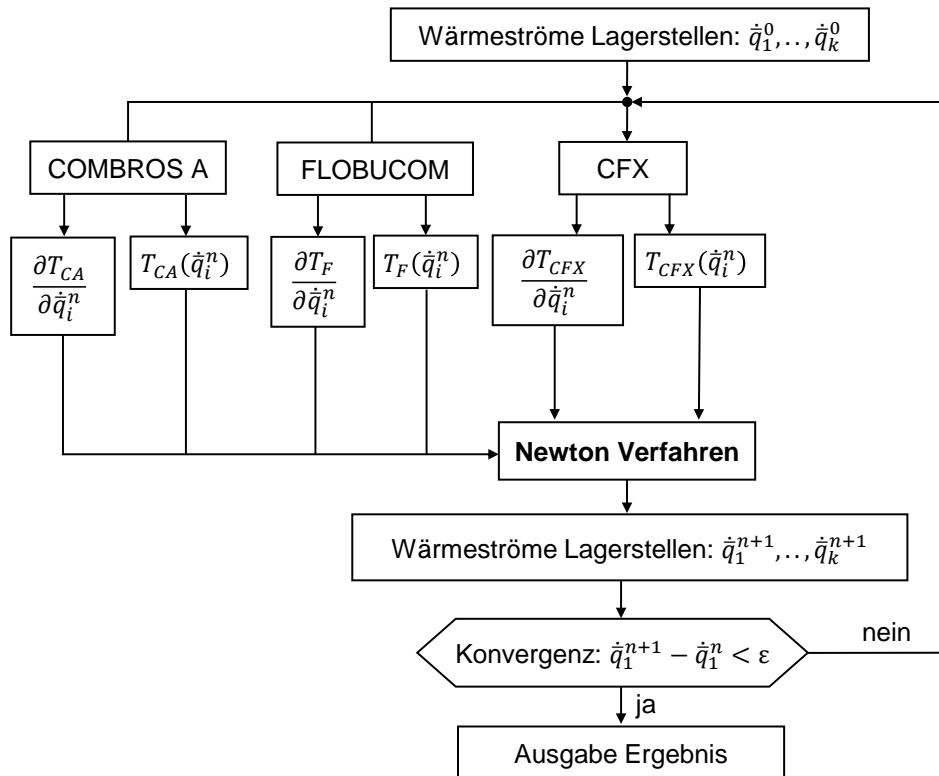


Abbildung 6-3: Flussdiagramm der gekoppelten ATL-Lagerstellenberechnung

6.2 Validierung des Turboladermodells

Zur Validierung des verwendeten Turboladermodells, wird ein Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen an Verdichter-, Lager- und Turbinengehäuse für die Betriebspunkte 2 und 5 aus Abbildung 3-25 durchgeführt. Die Temperatursensoren der Gehäuse sind in Abbildung 6-4 zu sehen und erstrecken sich dabei in axialer Richtung über den gesamten Turbolader.

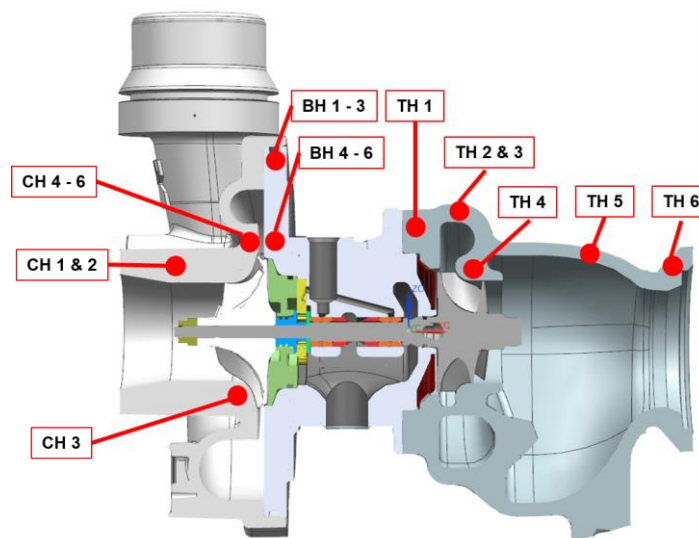


Abbildung 6-4: Schnittdarstellung des ATL mit Temperatursensoren in Verdichter-, Lager- und Turbinengehäuse

In den nachfolgenden Abbildungen 6-5 bis 6-7 sind die Ergebnisse dargestellt. Die Fehlerbalken zeigen die 99 % Konfidenzintervalle der experimentellen Ergebnisse an.

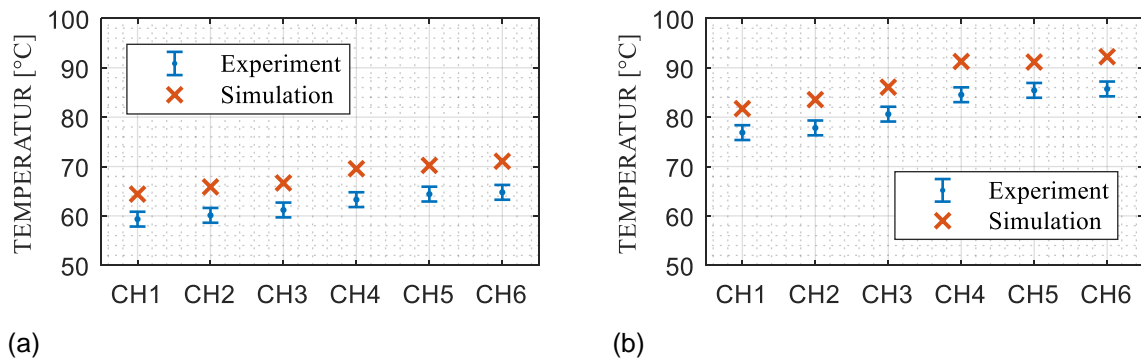


Abbildung 6-5: Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen am Verdichtergehäuse für Betriebspunkt 2 (a) und 5 (b)

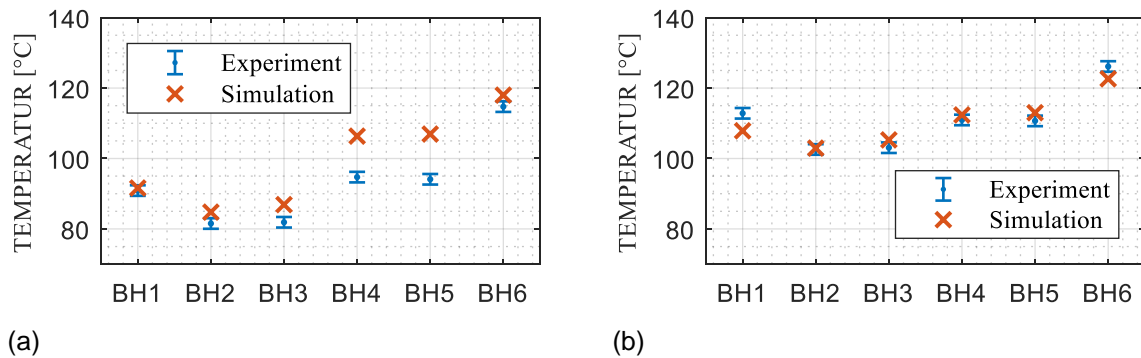


Abbildung 6-6: Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen am Lagergehäuse für Betriebspunkt 2 (a) und 5 (b)

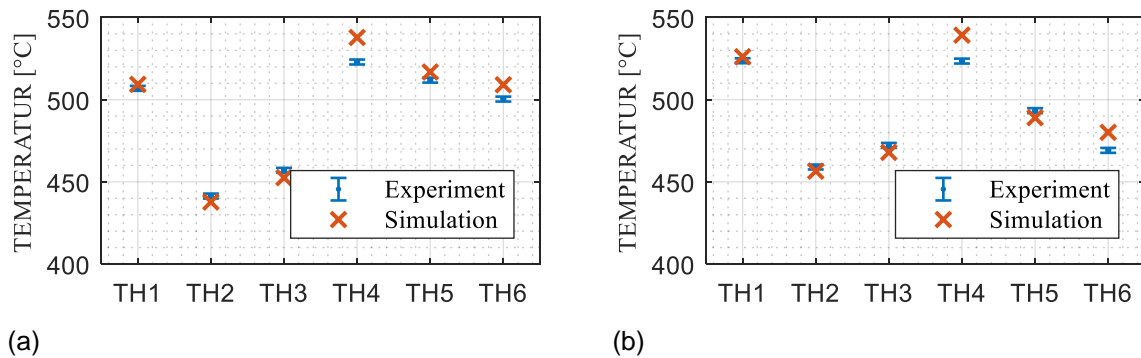


Abbildung 6-7: Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen am Turbinengehäuse für Betriebspunkt 2 (a) und 5 (b)

Gemessene und berechnete Temperatur stimmen gut überein, da die maximale Abweichung etwa 14 K für Betriebspunkt 2 und 8 K für Betriebspunkt 5 beträgt. Unter Berücksichtigung der getroffenen Annahmen und notwendigen Modellvereinfachungen sind dies zufriedenstellende Ergebnisse.

6.3 Randbedingungen der bidirektionalen Lagerkopplung

Zur Untersuchung der Wechselwirkung der Lagerstellen mit der Systemumgebung des Abgasturboladers werden die sechs Betriebspunkte aus dem Kennfeld des Verdichters in Abbildung 3-25 herangezogen, die bereits für die Einzeluntersuchung des Axiallagers verwendet wurden. Die Simulationsrandbedingungen der Gleitlagerberechnungsprogramme COMBROS A und FLOBUCOM entsprechen dabei den Angaben in Tabelle 3-4 und Tabelle 5-4, wobei die Ölzuführtemperatur $T_{zu} = 90^\circ\text{C}$ beträgt. Aufgrund beschränkter Rechenkapazität wird das Turboladermodell in Abbildung 6-1 ohne die Diskretisierungsbereiche der Strömung in Turbine und Verdichter verwendet, die für die untersuchten Betriebspunkte in [90] und [91] validiert sind. Als Temperaturrandbedingung an Verdichter und Turbine werden die Temperaturprofile aus Simulationen verwendet, in denen die Lagerstellen adiabat betrachtet werden. Die geringe Rückwirkung der Lagerstellen auf die Strömung in Verdichter und Turbine ist in [90] nachgewiesen, sodass dieses Vorgehen für den untersuchten Fall zulässig ist. In Abbildung 6-8 ist der numerisch berechnete Volumenstrom der Radial- und Axiallagerung dargestellt, der sich bei Vorgabe der hydraulischen Randbedingungen aus den experimentellen Untersuchungen ergibt.

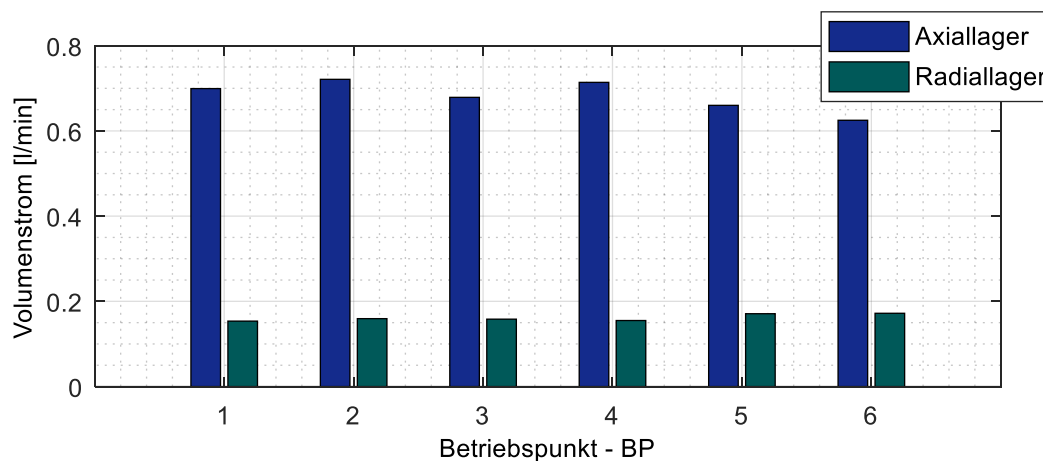


Abbildung 6-8: Numerisch ermittelter Volumenstrom der Radial- und Axiallagerung

6.4 Validierung der bidirektionalen Lagerkopplung

Die bidirektionale Kopplung ermöglicht die vollständige Auflösung der Prozessgrößen in allen wesentlichen Bauteilen, sodass eine detaillierte Verteilung der Rotor- und Spurscheibentemperatur vorliegt. Aufgrund fehlender experimenteller Temperaturmessung kann die Wellen- und Spurscheibentemperatur jedoch nur indirekt validiert werden. Die Güte der berechneten Rotortemperaturen wird daher über den Vergleich

berechneter und gemessener Schwimmbuchsendrehzahlen und Lagerverlustleistungen bewertet, die beide wesentlich von der Wellentemperatur beeinflusst werden, wie bereits ausführlich in Kap.5.2 und Kap.3.5.2 diskutiert wurde. Zur Validierung der Temperaturen der bidirektionalen Simulationen am Axiallager, erfolgt zudem ein direkter Vergleich berechneter und experimentell ermittelter Temperaturen.

6.4.1 Validierung der Schwimmbuchsendrehzahlen

Eine indirekte Validierung der Rotortemperaturen kann über die Berechnung der Schwimmbuchsendrehzahlen erfolgen, die wesentlich von den Rotortemperaturen bestimmt werden. Die auf dem verdichterseitigen Interface des Rotors berechneten Temperaturen werden dabei dem Radialgleitlagerberechnungsprogramm FLOBUCOM als Randbedingung explizit vorgegeben. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 6-9 dargestellt. Für die sechs untersuchten Betriebspunkte zeigt sich eine gute Übereinstimmung berechneter und gemessener Werte.

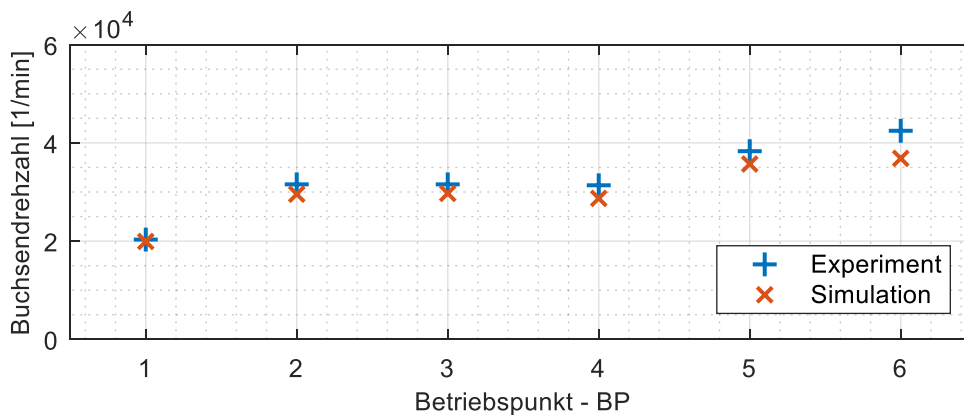


Abbildung 6-9: Gemessene und berechnete Schwimmbuchsendrehzahl für die Betriebspunkte 1-6 des verdichterseitigen Radiallagers

6.4.2 Validierung der Gesamtverlustleistung

Zur Validierung der Spurscheibentemperaturen wird die numerisch bestimmte Verlustleistung mit der experimentell ermittelten verglichen. Dadurch wird weiterhin der Beitrag der Lagerstellen auf die Verlustleistung quantifizierbar. Die Gesamtverlustleistung wird über die Differenz der Ölenthalpie wie folgt

$$P_V = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T \quad 6-8$$

ermittelt. Hierbei beschreibt \dot{m} den Massenstrom des Schmiermittels, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und ΔT die Temperaturdifferenz zwischen

ein- und ausströmendem Öl. Im Wesentlichen tragen zwei Mechanismen zur Erwärmung des Öls bei. Zum einen erhöht die Dissipation die Temperatur des Schmiermittels, zum anderen beeinflusst der konjugierte Wärmeübergang zwischen Festkörper und Fluid (CHT) die Temperatur des Öls. Dissipation wird dabei im Wesentlichen an den drei Lagerstellen, aufgrund hoher Schergeschwindigkeit in den Schmierpalten, induziert. Ein konjugierter Wärmeübergang ist ebenfalls an den beiden Lagerstellen, sowie am Lagergehäuse zu finden. Somit tragen drei Bauteilkomponenten hauptsächlich zur Verlustleistung bei. Hierzu zählen die Verluste an den beiden Radiallagern, die Verluste am Axiallager und die Verluste im Lagergehäuse. Die Verlustleistung, die durch den konjugierten Wärmeübergang an den Wänden des Lagergehäuses entsteht, wird in den Simulationen mit Hilfe eines konstanten Wärmeübergangskoeffizienten modelliert. Der Wärmeübergang am Lagergehäuse stellt damit eine unbekannte Randbedingung dar, da die Strömung im Lagergehäuse nicht aufgelöst, sondern über einen Wärmeübergangskoeffizienten modelliert wird. Der Vergleich gemessener und berechneter Verlustleistung ist in Abbildung 6-10 enthalten, wobei sich eine gute Übereinstimmung gemessener und berechneter Werte konstatieren lässt.

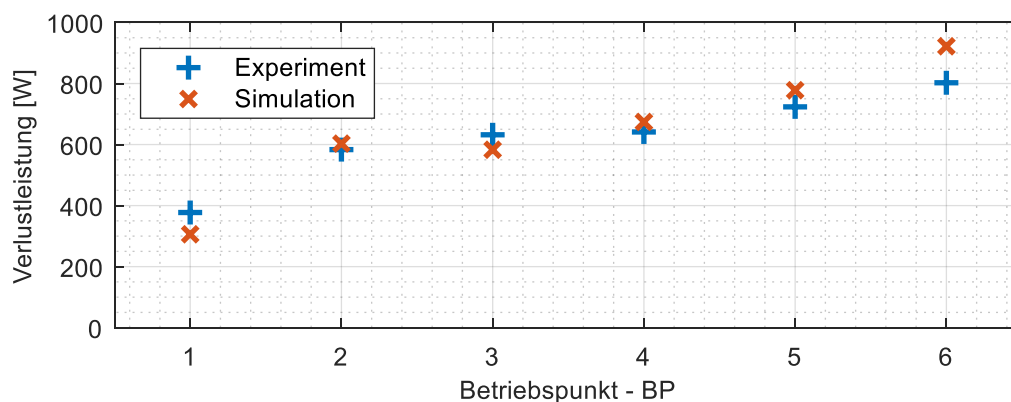


Abbildung 6-10: Vergleich gemessener und berechneter Verlustleistung des Abgasturboladers

6.4.3 Untersuchung der Verlustleistungen der Einzellagerstellen

In der nachfolgenden Abbildung 6-11 ist die prozentuale Aufteilung der Verlustleistung an den Lagerstellen und im Lagergehäuse für die untersuchten Betriebspunkte ausgewertet. Dabei fällt auf, dass die Wärmeübertragung am Lagergehäuse wesentlich zur Gesamtverlustleistung beiträgt und für den ersten Betriebspunkt sogar den Hauptteil darstellt. Der prozentuale Anteil der Verlustleistung des Lagergehäuses nimmt mit steigender Drehzahl zwar ab, der Beitrag zur Gesamtverlustleistung bleibt aber signifikant und damit deutlich höher als der Beitrag der Radiallager zur Verlustleistung. Einen

weiteren wesentlichen Anteil an der Verlustleistung hat das Axiallager, dessen Anteil mit steigender Drehzahl dominiert. Wie bereits in der Einzeluntersuchung des Axiallagers in Kap. 3.4.1 festgestellt, überwiegt dabei die Verlustleistung der unbelasteten Lagerseite gegenüber der belasteten deutlich. Mit Ausnahme des vierten Betriebspunktes stellt der verdichterseitige Axialspalt dabei die belastete Lagerseite dar, weswegen dessen Anteil zur Verlustleistung für die übrigen Betriebspunkte kleiner ist als der turbinenseitige.

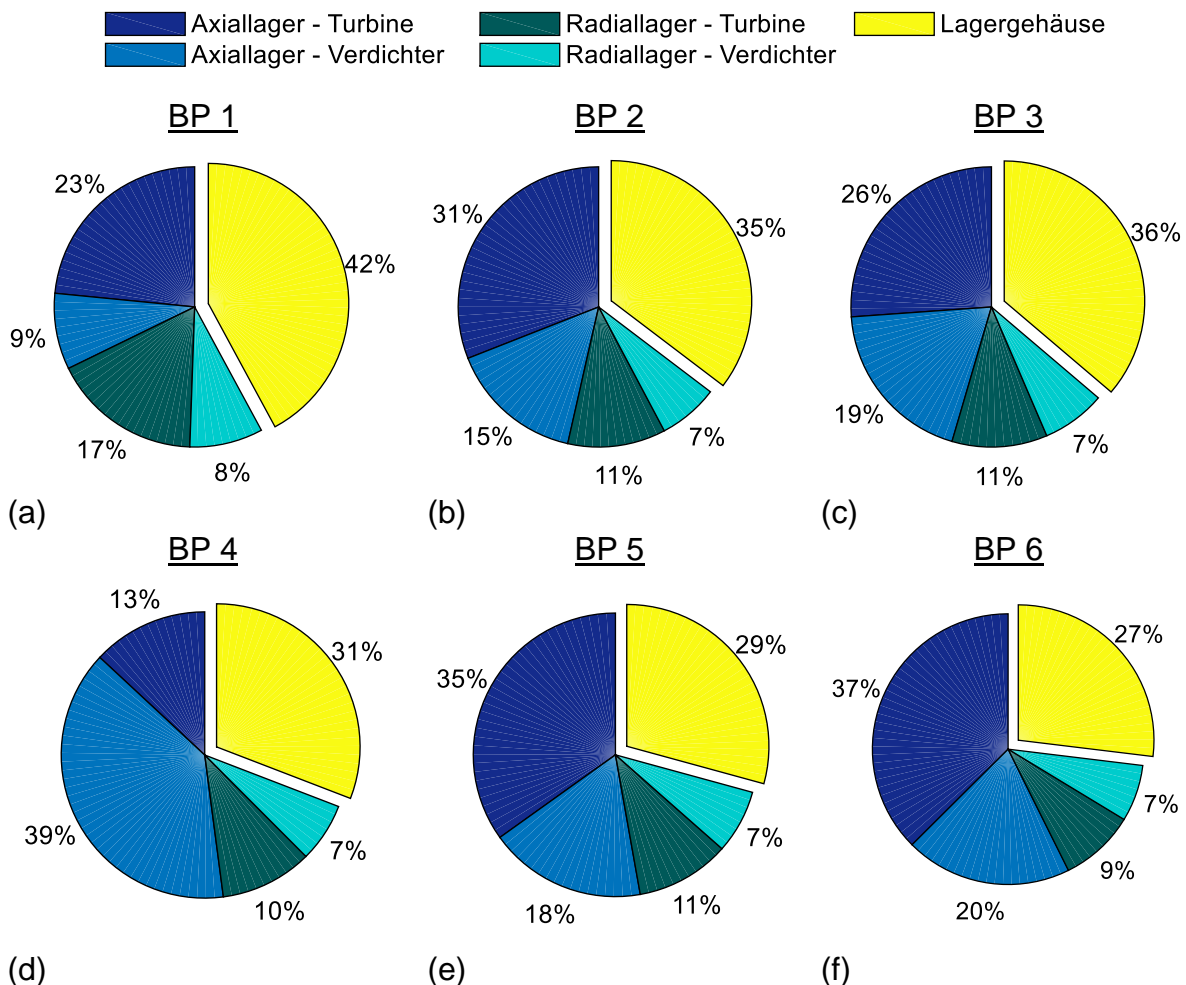


Abbildung 6-11: Prozentuale Aufteilung der Verlustleistung am Turbolader für Betriebspunkt 1(a) bis 6(f)

Die Verlustleistung des Radiallagers ist mit Ausnahme des ersten Betriebspunktes deutlich kleiner als die des Axiallagers. Während das Verhältnis der Volumenströme von Axial- und Radiallagerung für die Betriebspunkte ähnlich ist, zeigt Abbildung 6-12 eine signifikante Drehzahlabhängigkeit der Verlustleistung des Axiallagers, die für das Radiallager weniger deutlich ausgeprägt ist.

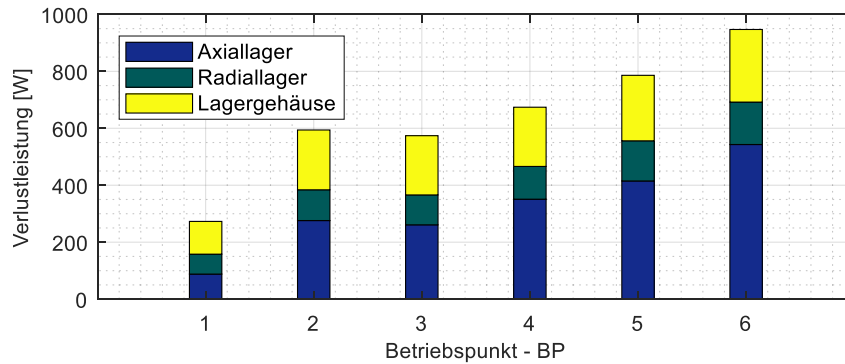


Abbildung 6-12: Beitrag von Axial- und Radiallagerung sowie des Lagergehäuses zur Verlustleistung

6.4.4 Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen im Axiallager

In den Abbildungen 6-13 bis 6-18 sind die berechneten und gemessenen Axiallager-temperaturen der bidirektionalen Lagerkopplung dargestellt. Die jeweilige Sensorposition kann Abbildung 3-26 entnommen werden. Die Messungengenauigkeit der Temperatursensoren beträgt 1.5 Kelvin und ist mittels Fehlerbalken in den Abbildungen dargestellt.

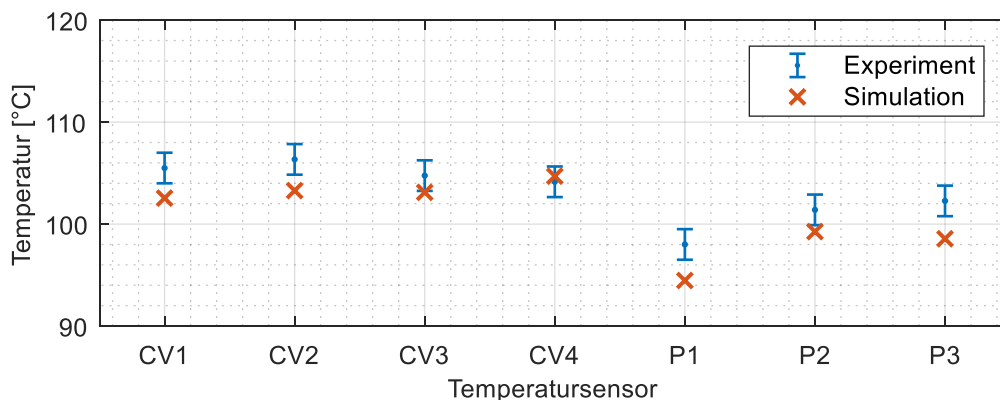


Abbildung 6-13: Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen im Axiallager für BP1
n: 60.000 1/min

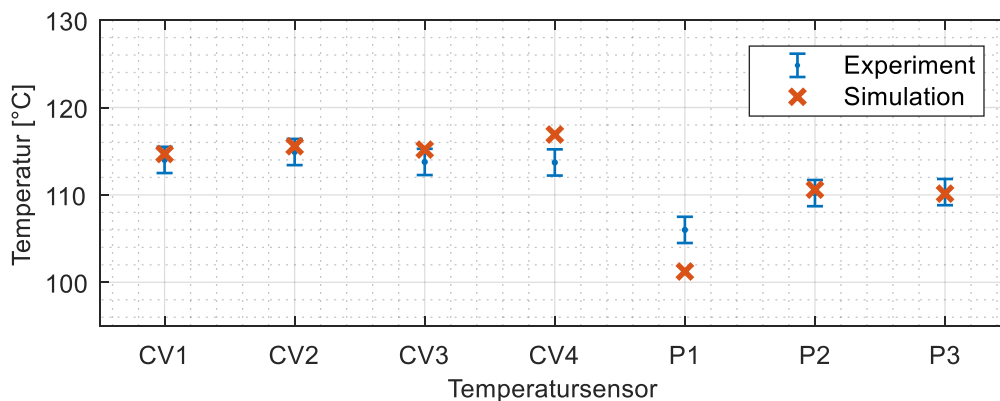


Abbildung 6-14: Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen im Axiallager für BP2
n: 120.000 1/min

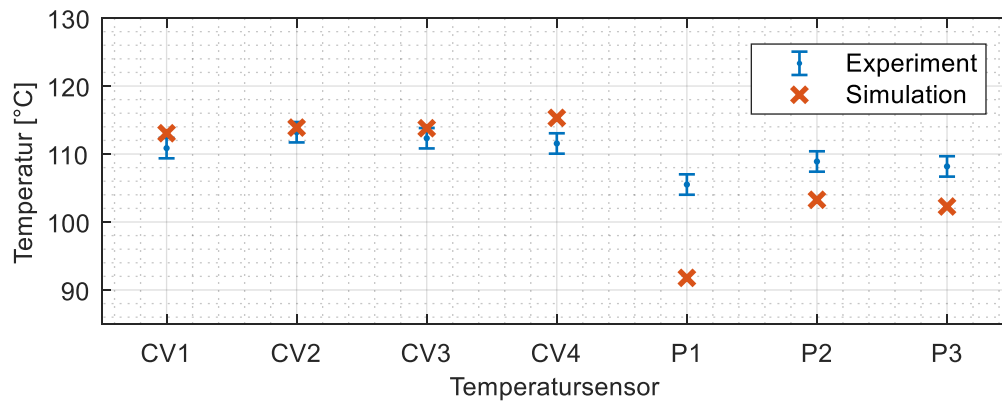


Abbildung 6-15: Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen im Axiallager für BP3
n: 120.000 1/min

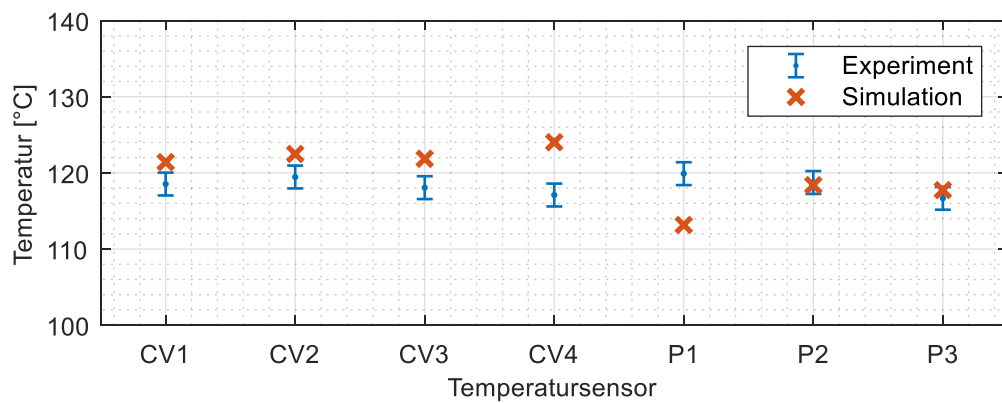


Abbildung 6-16: Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen im Axiallager für BP4
n: 120.000 1/min

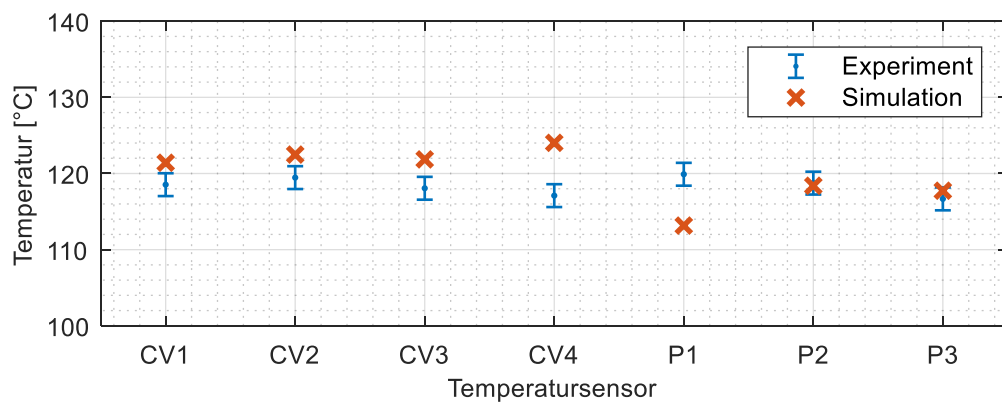


Abbildung 6-17: Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen im Axiallager für BP5
n: 152.000 1/min

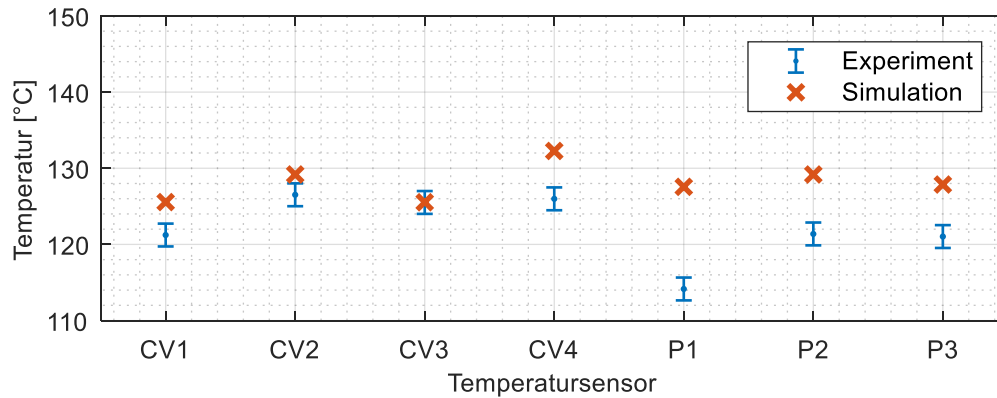


Abbildung 6-18: Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen im Axiallager für BP6
n: 168.000 1/min

Der Vergleich der Ergebnisse zeigt, dass die berechneten Temperaturen der bidirektionalen Lagerkopplung am Axiallager gut bis sehr gut mit den experimentell ermittelten Temperaturen übereinstimmen. Die maximalen Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen am Axiallager betragen weniger als 10 Kelvin innerhalb eines Systems mit bis zu 550 Kelvin Temperaturdifferenz zwischen Turbine und Verdichter. Die thermischen Randbedingungen des Axiallagers sind bei Ankopplung an das Turboladermodell, im Gegensatz zur Einzellageruntersuchung, nicht mehr frei wählbar, sondern ergeben sich direkt aus der Berechnung des Gesamtmodells. Berücksichtigt man die gute Übereinstimmung berechneter und gemessener Temperaturen, so zeigt sich, dass nicht nur für das Axialgleitlager, sondern für den gesamten Turbolader ein physikalisch sinnvolles Ergebnis erzielt werden konnte und das Turboladermodell mit bidirektionaler Kopplung damit als validiert gelten kann.

6.5 Wechselwirkung zwischen Lagerstellen und Systemumgebung

Durch Berücksichtigung der Lagerumgebung ermöglicht die bidirektionale Kopplung eine Analyse der Wechselwirkungen zwischen Lagerstellen und Systemumgebung. Die durchgeführte Validierung erlaubt des Weiteren eine qualitative und quantitative Bewertung des Einflusses der Prozesswärmeströme an den Interfaces durch konjugierte Wärmeübertragung. Hierzu ist in Tabelle 6-1 die an den Interfaces übertragene Wärme dargestellt. Die Lokalisation der einzelnen Interfaces ist zur besseren Identifikation in Abbildung 6-19 zu sehen. Es gilt die Konvention, dass bei negativen Vorzeichen Wärme von den Bauteilen auf das Fluid im Schmierpalt übertragen wird und bei positiven Vorzeichen Wärme vom Fluid auf die Bauteile.

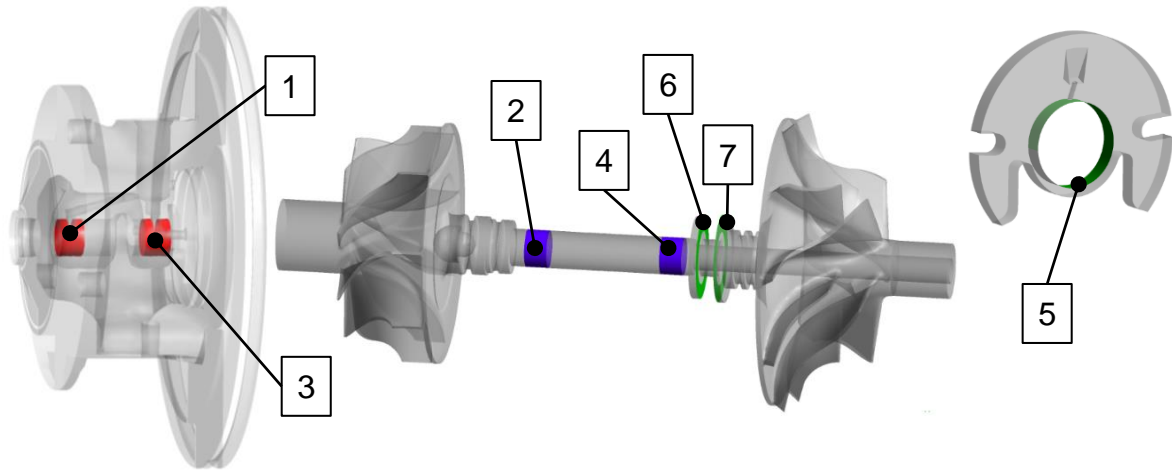


Abbildung 6-19: Ortsbestimmung (Nr.) der Interfaces

Die Summe der Wärme an den Interfaces aus Tabelle 6-1 zeigt, dass dem Schmieröl an den Lagerstellen global betrachtet für alle untersuchten Betriebspunkte Wärme von der Systemumgebung, bzw. den umgebenden Bauteilen, zugeführt wird und es damit neben Aufnahme der Axialkräfte zusätzlich zur Kühlung des Turboladers beiträgt. Die Richtung der Wärmeströme an den einzelnen Interfaces kann jedoch entsprechend der Betriebsbedingungen lokal variieren.

Tabelle 6-1: Übertragene Wärme am Interface der Lagerstellen für die Betriebspunkte 1-6

Nr.	Interface	BP1	BP2	BP3	BP4	BP5	BP6
1	Turbine - LGH	-16,0 W	-23,5 W	-23,4 W	-17,2 W	-29,0 W	-26,8 W
2	Turbine - Rotor	-26,0 W	-26,3 W	-26,3 W	-26,9 W	-14,3 W	-20,8 W
3	Verdichter - LGH	-9,2 W	-7,0 W	-6,7 W	-6,5 W	-12,6 W	-15,6 W
4	Verdichter - Rotor	2,6 W	7,0 W	6,9 W	3,4 W	12,8 W	10,7 W
5	Axiallager Radial	-19,1 W	-19,9 W	-43,8 W	-14,2 W	-6,3 W	1,9 W
6	Turbine - Spurscheibe	-3,2 W	-9,0 W	-2,8 W	7 W	-10,5 W	-14,7 W
7	Verdichter - Spurscheibe	13,4 W	26,2 W	8,9 W	4,5 W	21,6 W	26,0 W
	Summe der Wärme	-57,5 W	-52,5 W	-87,2 W	-49,9 W	-38,3 W	-38,3 W
	Drehzahl [1000/min]	64	120	120	120	152	168
	Lagerlast [N]	6	8,5	0,17	-25	14	11

Die Summe der über das Öl abgeführten Wärme nimmt mit zunehmender Rotordrehzahl ab, was unter anderem mit der drehzahlabhängigen Dissipation in den Schmier-

filmen der Lagerstellen zusammenhängt. Mit höheren Drehzahlen nimmt die Dissipation und damit die Wärmeentwicklung im Spalt zu, was zu höheren Schmierfilmtemperaturen und schlussendlich zu einem geringeren konjugierten Wärmeübergang an den Interfaces führt. Neben der Drehzahlabhängigkeit der Wärmeübertragungsprozesse ist an Betriebspunkt 3 auch die Lastabhängigkeit an der maximal abgeführten Wärme aller untersuchten Betriebspunkte zu erkennen. Das Axiallager wird in diesem Betriebspunkt kaum belastet, sodass im Schmierpalt nur eine geringe Wärmeentwicklung entsteht und somit viel Wärme von den umgebenden Bauteilen auf das Öl übertragen werden kann. Grundsätzlich ist der übertragene Wärmestrom an den einzelnen Interfaceflächen quantitativ hoch, die Grundfläche der Lager jedoch im Verhältnis zur Fläche des Lagergehäuses klein. Die Auswertung des konjugierten Wärmeübergangs an der Spurscheibe zeigt, dass auf der aktiven Lagerseite Wärme auf den Festkörper übertragen wird, während die inaktive Lagerseite die Spurscheibe kühlt. Eine Ausnahme stellt der vierte Betriebspunkt dar, mit der aktiven Lagerseite in Richtung Turbine. Hier übersteigt die Öltemperatur der inaktiven Lagerseite die umgebende Bauteiltemperatur, als Folge wird die Spurscheibe auf beiden Seiten aufgeheizt. Die aktive Lagerseite ist in Tabelle 6-1 rot markiert. Es zeigt sich hierbei deutlich, dass das Temperaturniveau der umgebenden Komponenten eine wesentliche Rolle bei den Wärmeübertragungsprozessen spielt.

Zur Visualisierung der übertragenen Wärme an den Interfaces sind die Wärmestrompfade für den zweiten Betriebspunkt exemplarisch in Abbildung 6-20 dargestellt. Dabei wird unter anderem ersichtlich, dass sich die Wärmestrompfade der beiden Radiallager unterscheiden. Die Temperatur des Rotors am Interface des turbinenseitigen Radiallagers ist so hoch, dass im inneren Schmierfilm, trotz der Temperaturerhöhung durch Dissipation, vom Rotor Wärme auf das Öl übertragen und abgeführt wird. Die Temperatur des Rotors am Interface des verdichterseitigen Radiallagers ist hingegen niedriger als die sich durch Dissipation einstellende Öltemperatur des inneren Spaltes. Daher wird an dieser Lagerstelle Wärme auf den Rotor übertragen, teilweise beeinflusst durch die Kühlung der Welle durch das turbinenseitige Radiallager. Im Lagergehäuse sind die Temperaturen durch Wärmeleitung zwischen Turbine und Verdichter an beiden Radiallagerstellen so hoch, dass Wärme an den äußeren Schmierfilm übertragen wird, der aufgrund der Frischölauführung üblicherweise kälter ist als der innere Schmierfilm.

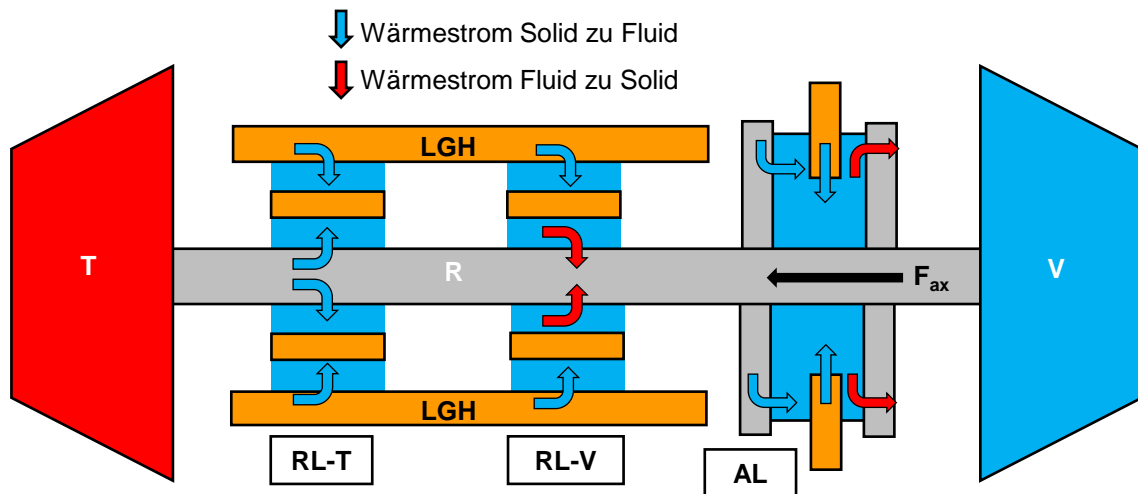


Abbildung 6-20: Schematische Übersicht der Wärmestrompfade für Betriebspunkt 2

In Abbildung 6-21 ist der prozentuale Beitrag der konjugierten Wärmeübertragung (CHT) der Lagerstellen und des Lagergehäuses, sowie der Beitrag der Dissipation an der Verlustleistung dargestellt.

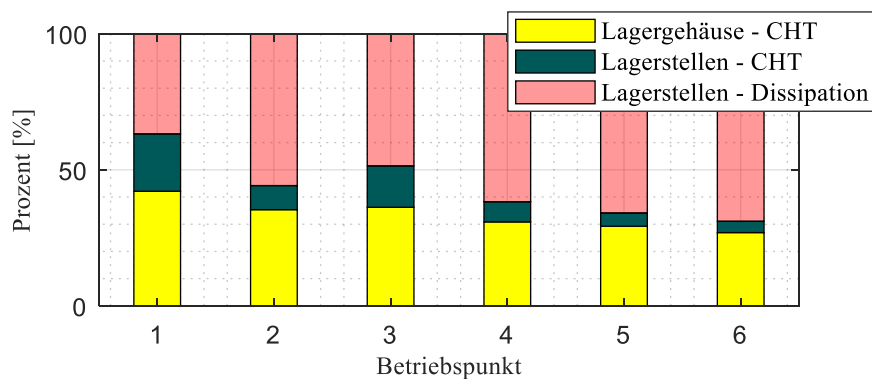


Abbildung 6-21: Beitrag der konjugierten Wärmeübertragung (CHT) und der Dissipation an der Verlustleistung

Der Anteil der konjugierten Wärmeübertragung an der Verlustleistung wird durch die Kühlung des Turboladers verursacht, während der Anteil der Dissipation aus der Rotorlagerung folgt. Dabei zeigt sich zum einen, dass der Anteil der Dissipation an der Verlustleistung mit zunehmender Rotordrehzahl aufgrund der quadratischen Proportionalität zum Schergefälle immer stärker zunimmt und bei hohen Drehzahlen die Verlustleistung dominiert. Zum anderen ist der Anteil an der Kühlung des Turboladers durch das Lagergehäuse vor allem bei höheren Drehzahlen deutlich größer als der Anteil der Lagerstellen. Die Lagerstellen leisten jedoch, wie an Betriebspunkt 1 und 3 zu erkennen ist, bei niedrigen Drehzahlen oder geringen Lagerlasten durchaus einen Beitrag zur Kühlung des Turboladers.

6.6 Vergleich von diabater und adiabater Lagerbetrachtung

Um den thermischen Einfluss der Lagerstellen auf die Temperaturverteilung der Bauteilumgebung zu analysieren, werden zusätzliche Lagersimulationen durchgeführt, in denen adiabate Randbedingungen an den Interfaces der Lagerstellen vorgegeben werden. Durch Auswertung der Temperaturen der umgebenden Bauteile kann der thermische Einfluss der Lagerstellen auf das Gesamtsystem bewertet werden. Hierzu wird zunächst der Einfluss der Lagerstellen auf den Rotor untersucht. In Abbildung 6-22 ist die Rotortemperatur zwischen Turbine und Verdichter in der Wellenmitte ausgewertet.

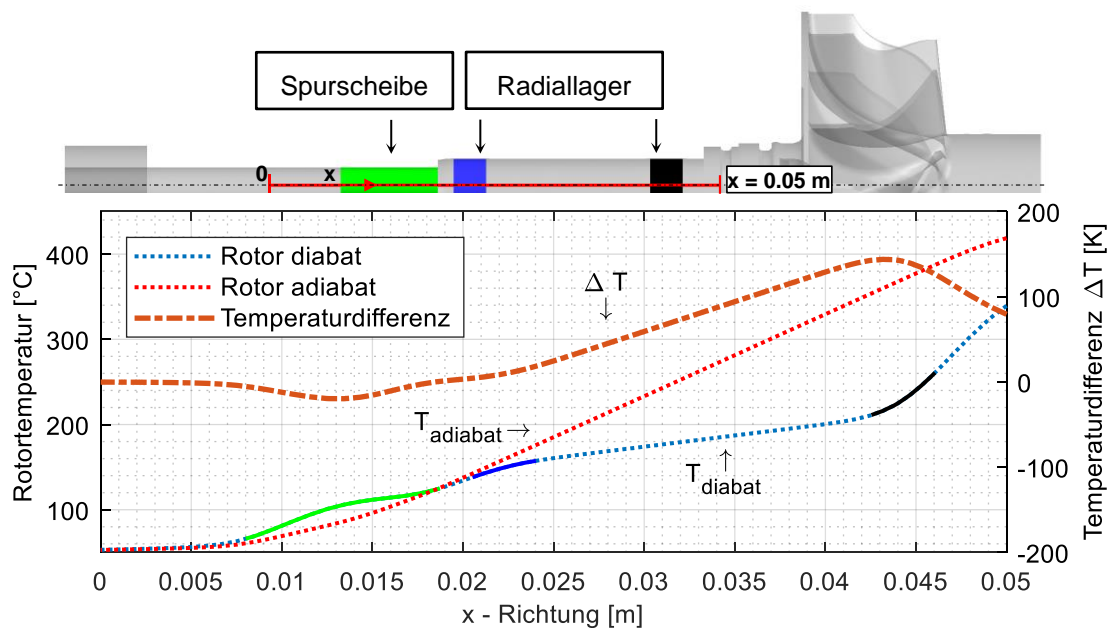


Abbildung 6-22: Auswertung der Rotortemperatur in der Wellenmitte für BP2

Bei adiabater Betrachtung der Lagerstellen bildet sich ein nahezu lineares Temperaturprofil mit konstanter Steigung entlang des Rotors zwischen Turbine und Verdichter aus. Bei diabater Betrachtung verläuft der Temperaturgradient zwischen den beiden Radiallagern flacher und steigt dann zur Turbine steil an. Die Temperaturverteilungen der beiden Simulationen weichen daher vor allem im Wellenabschnitt zwischen den beiden Radiallagern teilweise erheblich voneinander ab. Dies weist darauf hin, dass die Radiallager die Wellentemperatur signifikant beeinflussen. Die größten Unterschiede in den Rotortemperaturen zwischen diabater und adiabater Simulationen bilden sich dabei im Bereich des turbinenseitigen Radiallagers aus, während die Temperaturabweichungen in Richtung des verdichterseitigen Radiallagers und der Spurscheibe eher gering ausfallen. Der Einfluss der Wärmeströme auf die Temperaturverteilung der Spurscheiben ist zwar vorhanden, er bleibt allerdings im Wesentlichen lokal

beschränkt.

Neben den Auswirkungen auf den Rotor soll auch der thermische Einfluss der Lagerstellen auf die feststehenden umgebenden Bauteile untersucht werden. Ein besonderer Fokus wird hierbei auf Axiallager und Lagergehäuse gelegt. Da im Lagergehäuse neben den Lagerstellen auch an den ölbenetzten Wänden Wärme abgeführt wird, werden zusätzlich Simulationen unter Vernachlässigung des konvektiven Wärmestroms an den Wänden des Lagergehäuses durchgeführt. Üblicherweise wird in Motorprozesssimulationen zur Berechnung des diabaten Verdichter- und Turbinenwirkungsgrad durch Abbildung der Prozesswärmeströme nur der Einfluss des konvektiven Wärmeübergangs am Lagergehäuse berücksichtigt, während der Einfluss der Lagerstellen vernachlässigt wird. In der Abbildung 6-23 sind die Auswirkungen der adiabaten Randbedingungen auf das Axiallager am Beispiel des Betriebspunktes 2 dargestellt.

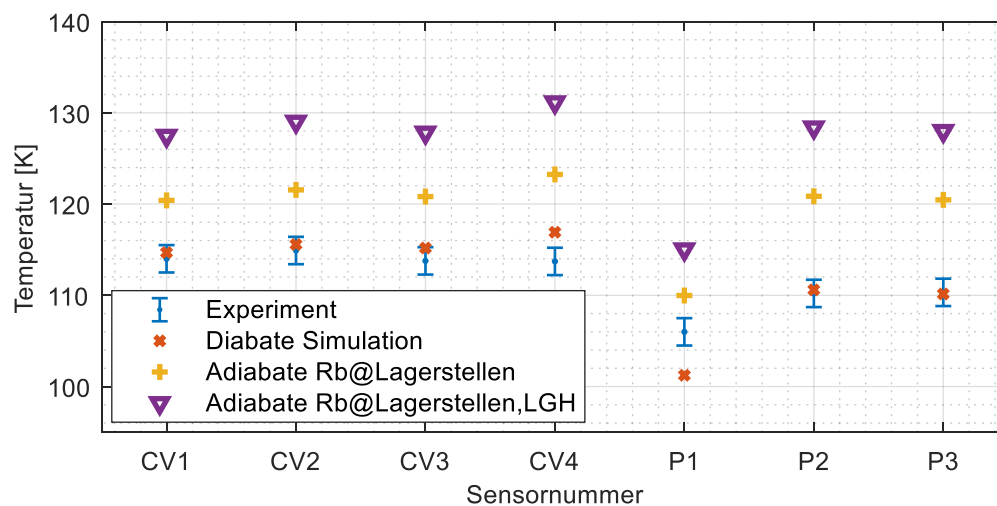


Abbildung 6-23: Auswirkung adiabater Lagerbetrachtung auf die Temperaturen im Axiallager für BP2

Die Temperaturen im Axiallager erhöhen sich bei adiabater Betrachtung der Lagerstellen gegenüber der diabaten Betrachtung, da in diesem Betriebspunkt regulär Wärme vom Axiallager auf das Fluid übertragen wird. Die Temperaturerhöhungen des Axiallagers bewegen sich dabei zwischen 5 und 10 Kelvin. Wird zusätzlich noch der konvektive Wärmeübergang am Lagergehäuse vernachlässigt, erhöhen sich die Temperaturen am Axiallager noch einmal in gleicher Größenordnung.

Eine diabate Betrachtung der Lagerstellen hat im Vergleich zur adiabaten Betrachtung nur lokale Auswirkungen auf die Temperaturen im Lagergehäuse, wie der Vergleich des linken und mittleren Temperaturschnitts in Abbildung 6-24 zeigt. Temperaturerhöhungen sind vor Allem in unmittelbarer Umgebung der Lagerstellen zu beobachten, während sich die Temperaturverteilung im restlichen Lagergehäuse ähnlich ausbildet.

Die Vernachlässigung der Strömung im Lagergehäuse durch adiabate Randbedingungen an den Wänden, entsprechend des rechten Temperaturschnitts auf Abbildung 6-24, erhöht die Temperaturen quantitativ. Der qualitative Verlauf ähnelt der diabaten Betrachtung.

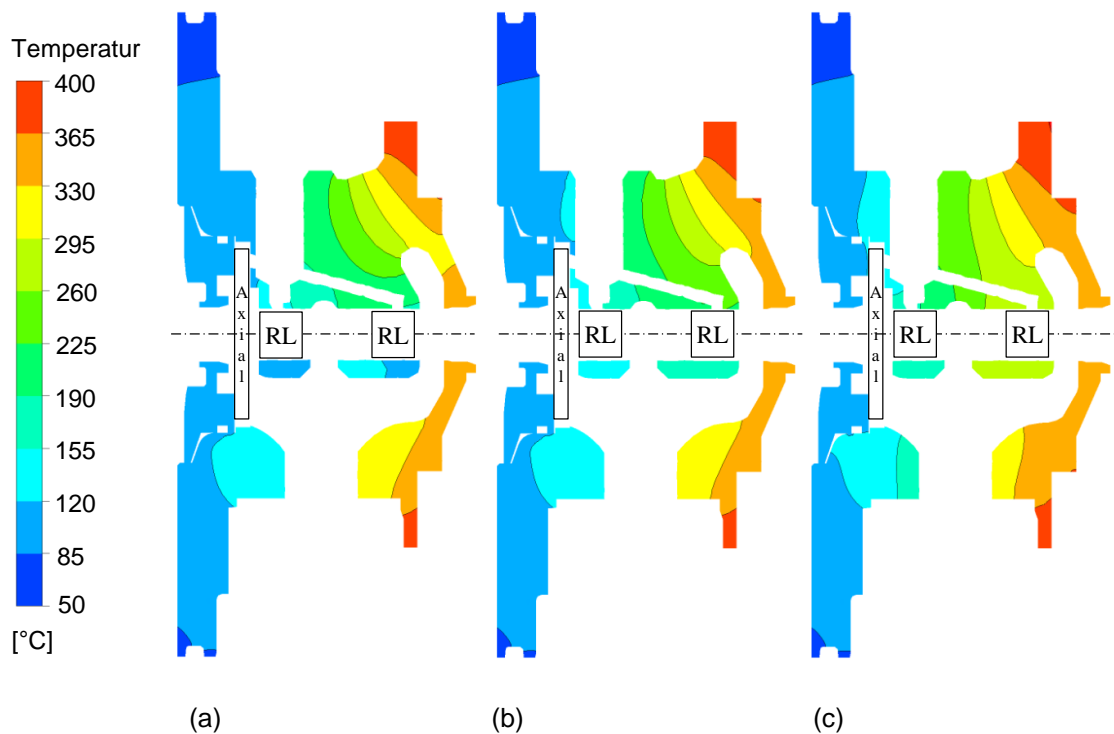


Abbildung 6-24: Vertikaler Temperaturschnitt durch das Lagergehäuse und den Lagerdeckel bei diabater (a) und adiabater Betrachtung der Lagerstellen (b) sowie adiabater Betrachtung des Lagergehäuses (c) für Betriebspunkt 2

Die Temperaturerhöhung durch Vernachlässigung der Lagergehäuseströmung ist dabei signifikanter als durch Vernachlässigung der Lagerstellen. Dies steht in Einklang mit der quantitativen Auswertung der Wärmeübertragung in Abbildung 6-21, die bereits aufzeigte, dass die Kühlwirkung an den Wänden des Lagergehäuses durch das Schmieröl die Kühlwirkung an den Lagerstellen deutlich übersteigt.

7. Zusammenfassung

Um die thermische Wechselwirkung gleitgelagerter Radial- und Axiallagerstellen im Abgasturbolader mit der Systemumgebung unter realen Betriebsbedingungen zu analysieren, wurden in einem ersten Schritt bestehende Gleitlagerberechnungsprogramme umfangreich weiterentwickelt. Hierzu erfolgte zunächst eine Adaption des auf der Reynoldsgleichung basierenden Axialgleitlagerberechnungsprogrammes COMBROS A mithilfe umfangreicher CFD Untersuchungen an einem doppelwirkenden Axiallager. Die CFD Untersuchungen wiesen darauf hin, dass der durch Strömungsverzögerung entstehende Staudruck an der Segmentvorderkante in der Schmierstofftasche für das untersuchte Axiallager einen signifikanten Einfluss auf die Tragkraft und die Volumenstromaufteilung zu den beiden Lagerseiten hat. Zudem beeinflusste der konjugierte Wärmeübergang an den Segmentlücken die Temperaturen im Segmentbereich wesentlich. Beide bisher in COMBROS A unberücksichtigten Phänomene wurden daher vereinfacht modelliert und in das Gleitlagerberechnungsprogramm implementiert. Zudem erfolgte eine Anpassung der Taschenströmung in COMBROS A auf Grundlage der Strömung an einer rotierenden Scheibe. Der Vergleich berechneter und gemessener Temperaturen an einem doppelwirkenden instrumentierten Axiallager in einem Turbolader zeigte für sechs unterschiedliche Betriebspunkte bei steigender Drehzahl und variierender Axiallast sowohl für das CFD Modell als auch das weiterentwickelte COMBROS A eine gute Übereinstimmung. Während die Lagertemperaturen gut nachgebildet werden konnten, bestand Unsicherheit bei der Berechnung der Lagerverlustleistung, da diese wesentlich von der Spurscheibentemperatur beeinflusst wird. Aufgrund der Baugröße des Turboladers erfolgte keine Messung der Wellen- und Spurscheibentemperatur, sodass keine Informationen über die Spurscheibentemperatur verfügbar waren. Die durchgeführte Einzellageruntersuchung beweist die Eignung des erweiterten Gleitlagerberechnungsprogrammes zur Verwendung im Turbolader durch den detaillierten Vergleich von experimentellen und numerischen Daten.

In einem weiteren Schritt wurde für die Berechnung von Schwimmbuchsenlagern im Abgasturbolader ein Rechenmodell mit monolithischen Modellansätzen für die hydraulische und thermische Kopplung, sowie die Berechnung der Buchsendrehzahl auf Basis des in [41] beschriebenen Berechnungsprogrammes FLOBUCOM entwickelt und implementiert. Die Verifizierung des Rechenmodells erfolgte an zwei unterschiedlichen

real ausgeführten Radiallagern durch den Vergleich berechneter Schwimmbuchsendrehzahlen mit einem bereits validierten iterativen Rechenmodell und mit Hilfe eines analytischen Ansatzes bei zentrischer und exzentrischer Zapfen- und Buchsenlage. Die berechneten Schwimmbuchsendrehzahlen der unterschiedlichen Modelle zeigten dabei eine gute Übereinstimmung. Die Validierung des monolithischen Rechenmodells wurde an einem instrumentierten, real ausgeführten Radiallager eines Abgasturboladers durchgeführt. Dabei wurden 7 Betriebspunkte für drei unterschiedliche Zuführtemperaturen an der Stopfgrenze des Verdichterkennfeldes bei steigender Rotordrehzahl ausgewählt. Der Vergleich gemessener und berechneter Schwimmbuchsendrehzahlen zeigte dabei eine gute Übereinstimmung im unteren und mittleren Drehzahlbereich. Bei hohen Drehzahlen kam es jedoch zunehmend zu Abweichungen in der Berechnung, die durch Variation der a priori unbekannten Rotortemperatur verringert werden konnten. Durch die Validierung des Rechenmodells auf Grundlage monolithischer Modellansätze konnte des Weiteren die Eignung zur Verwendung in einem Turboladergesamtmodell nachgewiesen werden. Die Rotortemperatur stellt, wie bereits in [41] diskutiert, die wesentliche unbekannte Randbedingung der Simulationen dar. Der Vergleich mit adiabaten Untersuchungen deutete des Weiteren auf komplexe Wärmestrompfade innerhalb des Betriebsbereiches des Abgasturboladers am Radiallager hin. In einem weiteren Arbeitsschritt wurden die beiden Gleitlagerberechnungsprogramme bidirektional an die axialen und radialen Lagerschnittstellen eines CHT Turboladermodells gekoppelt. Das verwendete Turboladermodell beinhaltet dabei die wesentlichen Bauteile des Abgasturboladers, sowie die Strömungsräume der Turbine und des Verdichters und ermöglichte damit die Temperaturbestimmung von Rotor und Gehäuse. Während in vielen Gleitlageranwendungen die Wärmeentwicklung hauptsächlich durch die im Schmierfilm entstehende Dissipation beeinflusst wird, spielt die Systemumgebung im Turbolader eine entscheidende Rolle für die Lagerstellen. Durch die hohen Temperaturunterschiede zwischen Verdichter und Turbine entstehen so komplexe, lokal variierende Wärmestrompfade an den Lagerstellen, die bei einer Einzeluntersuchung nicht vorhergesagt werden können. Daher wies bereits die Lösung der bidirektionalen Lagerkopplung mit Hilfe eines gedämpften Newtonverfahrens auf das sich thermisch wechselseitig beeinflussende Lagersystem hin. So konnte der an einer Lagerstelle übertragene Wärmestrom nur in Abhängigkeit der umgebenden Lagerstellen iteriert werden.

Zur Validierung des Turboladermodells erfolgte ein Vergleich gemessener und berechneter Temperaturen an ausgewählten Temperatursensoren entlang des Verdichter-, Lager- und Turbinengehäuses. Dabei konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment konstatiert werden. Für die Validierung der bidirektionalen Lagerkopplung sind des Weiteren die experimentell ermittelten Axiallagertemperaturen, Schwimmbuchsendrehzahlen und Verlustleistungen für unterschiedliche Betriebspunkte bei variierender Drehzahl und Lagerlast herangezogen worden. Der Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen am Axiallager zeigte dabei eine gute bis sehr gute Übereinstimmung für die untersuchten Betriebspunkte. Die Rotortemperatur, die aufgrund fehlender Temperaturmessung nicht direkt validiert werden konnte, hat wesentlichen Einfluss auf die Buchsendrehzahlen und die Verlustleistungen, die mit Hilfe der gekoppelten Lagersimulationen gut reproduziert wurde. Dabei stellte sich bei detaillierter Analyse der Verlustleistung heraus, dass die Wärmeübertragung auf das Schmiermittel im Lagergehäuse wesentlich zur Verlustleistung beiträgt und im unteren Drehzahlbereich sogar den größten Anteil ausmacht. In den untersuchten Fällen dominiert die Verlustleistung des Axiallagers gegenüber den Verlusten des Radiallagers. Hierzu trägt vor allem der Abfluss über die unbelastete Lagerseite bei. Die Verlustleistung des Schmiermittels entsteht dabei durch konjugierte Wärmeübertragung an den Grenzflächen zwischen Fluid und Festkörper und durch Dissipation, die im Wesentlichen im Schmierpalt der Gleitlager aufgrund des Schergefälles auftritt. Lagerstellen und Lagergehäuse führen Wärme ab und kühlen damit den Turbolader. Die an den Lagerstellen übertragene Wärme weist dabei sowohl eine Drehzahl-, als auch eine Lastabhängigkeit auf, wobei die Richtung der Wärmeströme lokal variiert. Dabei leisten die Lagerstellen vor allem bei niedrigen Drehzahlen und geringen Lagerlasten einen signifikanten Beitrag zur Kühlung des Turboladers, während der Anteil aufgrund der sich erhöhenden Dissipation und den damit verbundenen höheren Schmierfilmtemperaturen bei zunehmenden Drehzahlen abnimmt.

Der Vergleich mit Simulationen, in denen die Lagerstellen adiabat betrachtet werden, zeigt, dass die Temperaturen in Rotor und Axiallager von den Lagerstellen lokal starkbeeinflusst werden. Die diabate Betrachtung der Lagerstellen induziert damit vor allem in der Welle durch Zu- und Abfuhr von Wärme einen komplexeren Wärmestrompfad, was zu unterschiedlichen Temperaturprofilen führt. Unter Berücksichtigung des Einflusses der Lager ändert sich die Rotortemperatur von einem nahezu linearen zu ei-

nem nichtlinearen Profil, der hohe lokale Temperaturgradienten zwischen den Radiallagern erzeugt. Auswirkungen der Lagerstellen auf die Temperaturen und Wärmeströme im Lagergehäuse konnten jedoch nur lokal beobachtet werden.

8. Literaturverzeichnis

- [1] Schlichting, H., Gersten, E., 2006, "Boundary Layer Theory", 10th ed. Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, Germany
- [2] Glienicke, J., Lindloff, K., Medhioub, M., 1997, „Hochbelastete Axialgleitlager - Vorausberechnung des Betriebsverhaltens von Axialgleitlagern bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten und hohen spezifischen Belastungen“, FVV Heft Nr. 638, Frankfurt am Main
- [3] Mittwollen, N., 1990, „Betriebsverhalten von Radialgleitlagern bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten und hohen thermischen Belastungen – Theoretische Untersuchungen,“ VDI-Berichte Nr. 187, Düsseldorf: VDI Verlag,
- [4] Kraft, C., Schwarze, H., 2018, „Programmdokumentation COMBROS A, Version 1.4“, FVV/FVA Frankfurt am Main
- [5] Medhioub, M., 2005, „Axialgleitlager bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten und hohen spezifischen Belastungen“, Dissertation, Technische Universität Braunschweig
- [6] Kochanowsky, W., 1953, „Die Druckabhängigkeit der Viskosität und ihre Auswirkung auf die Schmierung von Gleitflächen“, Kolloid-Zeitschrift, May 1953, 131(2), pp. 74-83, DOI: 10.1007/BF01512928
- [7] Hopf, G., 1989, „Experimentelle Untersuchungen an großen Radialgleitlagern für Turbomaschinen“, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum
- [8] Rückert, A., 1992, „Experimentelle Überprüfung der Berechnungsgrundlagen für die Radialgleitlager von Turbomaschinen“, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 1 Nr. 214, Düsseldorf, VDI-Verlag
- [9] Booser, E.R., Missana, A., 1990, „Parasitic Power Losses in Turbine Bearings“, STLE Trib. Trans. 33, pp. 157-162
- [10] Chmielowiec-Jablczyk, M., Schubert, A., Kraft, C., Schwarze, H., Wodtke, M., Wasilczuk, M., 2018, „Improvement of Thrust Bearing Calculation Considering the Convective Heating within the Space between the Pads“, Lubricants 2018, 6(1), DOI: 10.3390/lubricants6010022

- [11] Heckelman, D.D., Ettles, C.M.M., 1988, „Viscous and Inertial Pressure Effects at the Inlet to a Bearing Film,” *Tribology Transactions*, 31(1), pp. 1-5.
- [12] Heshmat, H., Pinkus, O., 1986, „Mixing inlet temperatures in hydrodynamic bearings”, *Journal of Tribology*, 108(2), 231-244
- [13] Hagemann, T., Schwarze, H., 2019, „A Model for Oil Flow and Fluid Temperature Inlet Mixing in Hydrodynamic Journal Bearings“, *ASME Journal of Tribology*, 141(2), DOI: 10.1115/1.4041211
- [14] Constantinescu, V.N., 1959, „On Turbulent Lubrication,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 173(1), pp. 881-900
- [15] Constantinescu, V.N., 1973, „Basic Relationships in Turbulent Lubrication and their Extension to Include Thermal Effects,” *Trans. ASME, Journal of Lubrication Tech.*, 95(2), pp. 147-154
- [16] Elrod, H.G., Ng, C.W., 1967, „A Theory of Turbulent Fluid Films and its Applications to Bearings,” *Trans. ASME, Journal of Lubrication Tech.*, 89(3), pp. 346-362,
- [17] Boussinesq, J., 1877, „Theorie de l’coulement tourbillant“, *Mém. prés. Acad. Sci.*, Vol. XXIII, 1877, pp. 46.
- [18] Braun, M.J., Hendricks, R.C., 1984, „An experimental investigation of the vaporous/gaseous cavity characteristics of an eccentric journal bearing,” *ASLE transactions*, 27(1), pp. 1-14
- [19] Dowson, D., Taylor, C.M., 1979, „Cavitation in Bearings,” *Ann. Rev. Fluid Mech.*, pp. 35-66
- [20] Jakobsson, B., Floberg, L., 1957, „The finite journal bearing, considering vaporization“, Göteborg: *Trans. Chalmers Univ. Tech. Gothenburg*
- [21] Olsson, K. O., 1965, „Cavitation in Dynamically Loaded Bearings“, Göteborg: *Trans. Chalmers Univ. Tech. Gothenburg*
- [22] Elrod, H.G., Adams, M.L., 1974, „A computer program for cavitation and starvation problems,” *Proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, pp. 37-41
- [23] Elrod, H.G., 1981, „A cavitation algorithm,” *Journal of Tribology*, 103(3), pp. 350-354

- [24] Vijayaraghavan, D., Keith, T.G., 1989, „Development and evaluation of a cavitation algorithm," Tribology Transactions, 32(2)
- [25] Fuchs, A., 2002, „Schnelllaufende Radiallagerungen im instationären Betrieb," Dissertation, TU Braunschweig
- [26] Cheng, X., 1994, „Einfluß einer Schmierfilmkavitation auf die dynamischen Eigenschaften von Quetschdämpfern" Fortschr.-Ber. VDI Reihe 1 Nr. 243
- [27] Mermertas, Ü., 2007, „Nichtlinearer Einfluss von Radialgleitlagern auf die Dynamik schnelllaufender Rotoren", Dissertation, TU Clausthal
- [28] Nguyen-Schäfer, H., 2012, „Rotordynamics of Automotive Turbochargers", 1st ed., Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, Germany
- [29] Shaw, M.C., Nussdorfer, T.J., 1947, „An analysis of the full floating journal bearing". NACA report 866, pp. 95–107.
- [30] Orcutt, F. K., Ng, C. W., 1968, „Steady-state and dynamic properties of the floating-ring journal bearing", Trans.ASME, J. Lubrication Technol., 90(3), pp. 243–253.
- [31] Tanaka, M., Hori, Y., 1972, „Stability characteristics of floating bush bearings", Trans. ASME, J. Lubrication Technol., 94(3), pp. 248–259.
- [32] Rohde, S.M., Ezzat, H. A., 1980 „Analysis of dynamically loaded floating-ring bearings for automotive applications", Trans. ASME, J. Lubrication Technol., 102(3), pp. 271–277.
- [33] Li, C.H., Rhode, S.M., 1981, „On the steady state and dynamic performance characteristics of floating ring bearings", Trans. ASME, J. Lubrication Technol., 103(3), pp. 389–397.
- [34] Li, C.H., 1982, „Dynamics of rotor bearing systems supported by floating ring bearings", Trans. ASME, J. Lubrication Technol., 104(4), pp. 469–477.
- [35] Kettleborough, C.F., 1955, „Frictional experiments on lightly-loaded fully floating journal bearings", Aust. J. Appl. Sci., pp. 211–220.
- [36] Trippett, R.J., Li, D.F., 1983, „High-speed floating-ring bearing test and analysis", ASLE Trans., 27(1), pp. 73–81.

- [37] Trippett, R.J., 1986, „Measured and predicted friction in floating ring bearings“, SAE paper 860075, DOI: 10.4271/860075
- [38] Clarke, D.M., Fall, C., Hayden, G.N., Wilkinson, T.S., 1992, „A steady-state model of a floating ring bearing, including thermal effects“, Trans. ASME, J. Tribology, 114(1), pp. 141–149.
- [39] San Andrés, L., Kerth, J., 2004, „Thermal Effects on the Performance of Floating Ring Bearings for Turbochargers“, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology, 218(5), pp. 437-449,
- [40] San Andrés, L., Barbarie, V., Bhattacharya, A., Gjika, K., 2012, „On the Effect of Thermal Energy Transport to the Performance of (Semi) Floating Ring Bearing Systems for Automotive Turbochargers“, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 134(10), DOI: 10.0.4.91/GT2012-68355
- [41] Porzig, D., 2015, „Systemspezifische Schmierfilmdissipation in den radialen Lagerstellen von Abgasturboladern“, Dissertation, TU Clausthal
- [42] Remy, B., Lamquin, T., Bou-Said, B., 2014, „The Modified Phan-Thien and Tanner model applied to turbochargers thrust bearing“, 11th International Conference on Turbochargers and Turbocharging
- [43] Rätz, H., Porzig, D., 2013, „Systemspezifische Turboladerschmierfilmdissipation“, FVV-Abschlussbericht, Frankfurt am Main
- [44] Charitopoulos, A., Visser, R., Eling, R., Papadopoulos, C., 2018, „Design Optimization of an Automotive Turbocharger Thrust Bearing Using a CFD-Based THD Computational Approach“, Lubricants 6(1), 21
- [45] Zhang, J.X., Rodkiewicz, C. M., 1997, „On the Design of Thrust Bearings Using a CFD Technique“, Tribology Transactions, 40(3), pp. 403-412, DOI:10.1080/10402009708983674
- [46] Mahner, M., Lehn, A., Schweizer, B., 2016, „Thermogas- and thermohydrodynamic simulation of thrust and slider bearings: Convergence and efficiency of different reduction approaches“, Tribology International, 93, pp. 539-554

- [47] Deligant, M., Podevin, P., Descombes, G., 2012, „Experimental identification of turbocharger mechanical friction losses", *Energy*, 39(1), pp. 388-394, DOI: 10.1016/j.energy.2011.12.049
- [48] Perge, J., Hoepke, B., Uhlmann, T., Dohmen, J., Lehmann, J., 2018, „Turbocharger Bearing Friction Measurement and Simulation.“, *Reibungsminimierung im Antriebsstrang 2015*, Springer Vieweg, Wiesbaden
- [49] Hoepke, B., Uhlmann, T., Pischinger, S., Lueddecke, B., Filsinger, D., 2015, „Analysis of Thrust Bearing Impact on Friction Losses in Automotive Turbochargers“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 137(8), DOI: 10.1115/1.4029481
- [50] Shaaban, S., 2004, "Experimental investigation and extended simulation of turbocharger non-adiabatic performance", Dissertation, Universität Hannover
- [51] Malobabic, M., 1989, „Das Betriebsverhalten leitschaufel- und bypassge-
regelter PKW-Abgasturbolader“, Dissertation, Universität Hannover
- [52] Hagelstein, D., Beyer, B., Seume, J.R., Rautenberg, M., 2002, „Heuristical view on the Non-adiabatic coupling system of combustion engine and turbocharger“, *Seventh International Conference on Turbochargers and Turbocharging: 14 - 15 May 2002, Savoy Palace, London, UK*
- [53] Casey, M.V., Fesich, T.M., 2010, „The efficiency of comperssors with di-
abatic flows“, *Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132(7), DOI: 10.1115/1.4000300
- [54] Sirakov, B., Casey, M. V. , 2013, „Evaluation of heat transfer effects on
turbocharger performance“, *Transactions of the ASME, Journal of Tur-
bomachinery*, 135(2), DOI: 10.1115/1.4006608
- [55] Romagnoli, A., Martinez-Botas, R., 2012, „Heat transfer analysis in a tur-
bocharger turbine: An experimental and computational evaluation“, *Ap-
plied Thermal Engineering*, 38, pp. 58-77
- [56] Romagnoli, A., Manivannan, A., Rajoo, S., Chiong, M. S., Feneley, A.,
Pesiridis, A., Martinez-Botas, R. F., 2017, „A review of heat transfer in
turbochargers“, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 79,
pp. 1442-1460

- [57] Tanda, G., Marelli, S., Marmorato, G., Capobianco, M., 2017, „An experimental investigation of internal heat transfer in an automotive turbo-charger compressor“, Applied Energy, 193, pp. 531-539, DOI: 10.1016/j.apenergy.2017.02.053
- [58] Sirakov, B., Casey, M., 2013, „Evaluation of Heat Transfer Effects on Turbo-charger Performance“, Journal of Turbomachinery 135(2), DOI: 10.1115/1.4006608
- [59] Baines, N., Wyganz, K., Dris, A., 2010, „The Analysis of Heat Transfer in Automotive Turbochargers“, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 132(4), DOI: 10.1115/1.3204586
- [60] Kraft, C., 2012, „Verbesserte Axiallagerberechnung“, Abschlussbericht Vorhaben Nr. FVV 1002
- [61] Hagemann, T., Kraft, C., 2016, „Gleitlager mit Hydrostatik“, Abschlussbe-richt, Vorhaben Nr. FVV 1123
- [62] Wittel, H., Jannasch, D., Voßiek, J., Spura, C., 2017, „Roloff /Matek – Ma-schinenelemente - Normung, Berechnung, Gestaltung“, Springer Vieweg, 23. Auflage, DOI: 10.1007/978-3-658-17896-3
- [63] Rockel, S., 2013, „Über Formen des konvektiven Terms in Finite-Ele-mente-Diskretisierungen der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichun-gen“ Diplomarbeit, FU Berlin
- [64] Ferziger, J., Peric, M., 2008, „Numerische Strömungsmechanik“, Sprin-ger-Verlag Berlin Heidelberg, DOI:10.1007/978-3-540-68228-8
- [65] ANSYS CFX-Solver Theory, 2017, Release 18.1, ANSYS, Inc., Can-onsburg PA
- [66] ANSYS CFX-Solver Modeling Guide, 2017, Release 18.1, ANSYS, Inc., Canonsburg PA
- [67] Helf, C., 2002, „Eine Finite-Volumen-Methode in allgemeinen Zellen für die Euler-Gleichungen mit integrierter, selbst-adaptiver Gittergenerie-rung“, Dissertation, Universität Stuttgart
- [68] Gonzaga de Oliveira, S., Kischinhevsky M., 2010, „A brief review of simple finite volume schemes using triangular meshes“, CNMAC 2010, XXXIII Congresso Nacional de Matematica Aplicada e Computacional

- [69] Barth, T.J., Jespersen, D.C, 1989, "The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes", AIAA Paper 89-0366, DOI: 10.2514/6.1989-366
- [70] Patankar, S.V., 1980, „Numerical Heat Transfer and Fluid Flow“, CRC Press
- [71] Versteeg, H.K, 2007, „An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method“, 2nd rev. ed, Prentice Hall
- [72] Rhie, C.M., Chow, W.L., 1982, „A Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Isolated Airfoil with Trailing Edge Separation“, AIAA Paper 82-0998
- [73] Majumdar, S., 1988, „Role of Underrelaxation in Momentum Interpolation for Calculation of Flow with Nonstaggered Grids“, Numerical Heat Transfer, 13, pp. 125-132
- [74] Herwig, H., 2000, „Konjugierter Wärmeübergang (conjugate heat transfer)“, Wärmeübertragung A-Z. VDI-Buch. Springer, Berlin, Heidelberg
- [75] Hagemann, T., 2011, "Ölzuführungseinfluss bei schnell laufenden und hoch belasteten Radialgleitlagern unter Berücksichtigung des Lagerdeformationsverhaltens", Dissertation, TU Clausthal
- [76] Mittwollen, N., 1987, „Taschenlager-Optimierung,“ Abschlussbericht, FVV Vorhaben Nr. 339
- [77] Bartel D., 2010, „Simulation von Tribosystemen“, Vieweg+Teubner Verlag, 1 Auflage, DOI: 10.1007/978-3-8348-9656-8
- [78] Taylor, C.M., Sowson, D., 1974, „Turbulent Lubrication Theory – Application to Design“, Journal of Lubrication Tech, 96(1), pp. 36-46
- [79] Rhim, Y., Tichy, J., 1988, „Entry Flow of Lubricant into a Slider Bearing-Analysis and Experiment“, Tribology Transactions 31(3), pp. 351-359
- [80] Ettles, C., 1965, „Hydrodynamic Thrust Bearing Study“, PhD Thesis, Universität London
- [81] Hagemann, T., Zeh, C., Prölß, M., Schwarze, H., 2017, „The impact of convective fluid inertia forces on operation of tilting-pad journal bearings“, International Journal of Rotating Machinery, Volume 2017, DOI: 10.1155/2017/5683763

- [82] Hashimoto, H., Wada, S., 1987, „Pressure boundary conditions at inlet edge of turbulent thrust Bearings“, Fluid Film Lubrication – Osborne Reynolds Centenary 1st Edition
- [83] Hagemann, T., Pfeife, P., Si, X., Zeh, C., Schwarze, H. „Einfluss der Ölzuführung auf die hydraulischen, energetischen und mechanischen Vorgänge in schnell laufenden und hoch belasteten Radialkippssegmentlagern –Radialkippssegmentlager-Ölzuführungseinfluss“, FVA 677 I, IGF-Nr. 17373 N
- [84] Hori, Y., 2006, „Hydrodynamic lubrication“, Springer Japan, 1. Auflage, DOI: 10.1007/4-431-27901-6
- [85] Boyaci, A., 2011, „Zum Stabilitäts- und Bifurkationsverhalten hochtouriger Rotoren in Gleitlagern“, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie
- [86] Han D.-C., 1979, „Statische und dynamische Eigenschaften von Gleitlagern bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten und bei Verkantung“, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [87] Ho, M. K., Vohr, J. H., 1974, „Application of energy model of turbulence to calculation of lubricant flows," Journal of Tribology, 96(1), pp. 95-102
- [88] Han, D.-C., 1979, „Statische und dynamische Eigenschaften von Gleitlagern bei hohen Umfangsgeschwindigkeiten und bei Verkantung“, Dissertation, TU Karlsruhe
- [89] Li, C. H., Rohde, S. M., 1981, „On the steady state and dynamic performance characteristics of floating ring bearings," ASME Journal of Lubrication Technology, 103, pp. 389-397
- [90] Willers, O., Zeh, C., 2020, „Thermally influenced TC Bearing Friction“, FVV-Abschlussbericht
- [91] Zeh, C., Willers, O., Hagemann, T., Schwarze, H., Seume, J., 2020, „Evaluation of the Rotor Temperature Distribution of an Automotive Turbocharger under Hot Gas Conditions Including Indirect Experimental Validation“, ASME Turbo Expo 2020, Turbomachinery Technical Conference and Exposition, London

Lebenslauf

Zur Person

Name.	Christopher Zeh
Geburtsdatum/-ort.	15.03.1989 in Waldshut
Nationalität:	Deutsch

Berufliche Erfahrung

Seit 01/2015	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Tribologie und Energiewandlungsmaschinen (ITR), Technische Universität Clausthal
10/2012 – 07/2014	Studentische Hilfskraft am Institut für Strömungsmechanik (ISTM), Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
01/2012 – 11/2011	Studentische Hilfskraft am Institut für Strömungsmaschinen (FSM), Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
10/2011 – 03/2012	Praktikum in der Abteilung „R&D Execution, CT Valves – Hydraulics Design“, ALSTOM Schweiz AG in Baden

Bildungsweg

09/1995 – 05/2007	Erwerb der allgemeinen Hochschulreife , Kolleg St. Blasien
10/2008 – 04/2012	Bachelor Abschluss in Maschinenbau (B.Sc.), Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
05/2012 – 10/2014	Master Abschluss in Maschinenbau (M.Sc.), Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
